



HAL
open science

Écoulements générés en milieu fluide par une onde ultrasonore focalisée : streaming acoustique et écoulement de particules solides

Rafika Ben Haj Slama

► **To cite this version:**

Rafika Ben Haj Slama. Écoulements générés en milieu fluide par une onde ultrasonore focalisée : streaming acoustique et écoulement de particules solides. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Lyon; École nationale d'Ingénieurs de Monastir (Tunisie), 2018. Français. NNT : 2018LYSE1009 . tel-01777479

HAL Id: tel-01777479

<https://theses.hal.science/tel-01777479>

Submitted on 24 Apr 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 NNT : 2018LYSE1009

THESE de DOCTORAT EN COTUTELLE DE L'UNIVERSITE DE LYON ET DE L'UNIVERSITE DE MONASTIR

opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1
Ecole Doctorale 162
Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Et
L'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir
Ecole Doctorale des Sciences et Techniques de l'Ingénieur

Spécialité de doctorat : Génie Energétique
Discipline : Mécanique des fluides et acoustique

Soutenue publiquement le 22/01/2018, par :
Rafika BEN HAJ SLAMA

Ecoulements générés en milieu fluide par une onde ultrasonore focalisée : streaming acoustique et écoulement de particules solides

Devant le jury composé de :

Jemni Abdelmajid
Elias Florence
Elhmaidi-Oueslati Dalila

Professeur ENIM, Monastir
MC LMSC, Paris 6
MC FST, Tunis El Manar

Président
Rapporteure
Rapporteure

Béra Jean-Christophe
Ben Chiekh Maher
Gilles Bruno

Professeur LabTAU, Lyon
MC ENIM, Monastir
MC LabTAU Lyon

Directeur de thèse
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

Thibault Hélène

Praticienne hospitalière Hôpital Louis Pradel,
Lyon

Invitée

Botton Valéry

Professeur LMFA, INSA Lyon/INSA Euromed

Invité

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

Président du Conseil Académique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire

Vice-président de la Commission Recherche

Directrice Générale des Services

M. le Professeur Frédéric FLEURY

M. le Professeur Hamda BEN HADID

M. le Professeur Didier REVEL

M. le Professeur Philippe CHEVALIER

M. Fabrice VALLÉE

Mme Dominique MARCHAND

COMPOSANTES SANTE

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux

Faculté d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur G.RODE

Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON

Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS

Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA

Directeur : M. X. PERROT

Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies

Département Biologie

Département Chimie Biochimie

Département GEP

Département Informatique

Département Mathématiques

Département Mécanique

Département Physique

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

Polytech Lyon

Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M. F. DE MARCHI

Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD

Directeur : Mme C. FELIX

Directeur : M. Hassan HAMMOURI

Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE

Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Directeur : M. le Professeur J-C PLENET

Directeur : M. Y.VANPOULLE

Directeur : M. B. GUIDERDONI

Directeur : M. le Professeur E.PERRIN

Directeur : M. G. PIGNAULT

Directeur : M. le Professeur C. VITON

Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE

Directeur : M. N. LEBOSNE

Remerciements

Remerciements

La présente thèse a été réalisée dans le cadre d'une cotutelle entre l'Université de Monastir (Tunisie) et l'Université Claude Bernard Lyon 1 (France). Le travail de la thèse est un projet de coopération scientifique entre le Laboratoire des Etudes des Systèmes Thermiques et Energétiques (LESTE) de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM), et le Laboratoire des Applications des Ultrasons à la Thérapie (LabTAU) de l'unité 1032 de l'Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale (INSERM).

Tout d'abord, je voudrais remercier infiniment mes directeurs de thèse M. Jean Christophe BERA, M. Maher BEN CHIEKH, et M. Bruno GILLES et leur exprimer ma gratitude et ma reconnaissance pour leur soutien et pour le temps qu'ils m'ont consacré tout au long de la période de mon projet de thèse. Les conseils précieux qu'ils m'ont prodigués durant la réalisation de ce projet, leur disponibilité et leur investissement permanent m'ont beaucoup aidée et m'ont permis d'avoir une expérience enrichissante et pleine d'intérêt.

Je tiens également à remercier Mme Florence ELIAS et Mme Dalila ELHMAIDI-OUESLATI pour l'attention bienveillante qu'elles ont portée à mon travail et pour avoir accepté d'être rapporteurs et accordé un temps précieux pour évaluer ma thèse.

Mes sincères remerciements s'adressent aussi à M Abdelmajid JEMNI pour l'honneur qu'il m'a fait de faire partie de ce jury, et à Mme Hélène THIBAUT et M. Valéry BOTTON qui m'ont fait l'honneur d'en être membres invités.

Bien évidemment, cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien du LabEx CeLyA ANR-10-LABX-0060 et ANR-11-IDEX-0007, de la Région Rhône Alpes (Projet CMIRA 2015-2016) et de Campus France (Hubert Curien Partnership PHC Utique 2016-2017, 34886WB-STIC) qui ont financé, en partie, cette thèse.

Je n'oublie pas de remercier M. Claude INSERRA pour son soutien matériel pour ce projet de thèse.

Enfin, je remercie tous les membres des deux laboratoires, le LESTE et le LabTAU pour les moments conviviaux qu'ils m'ont offerts.

Dédicaces

Dédicaces

*Je remercie Dieu grand et puissant pour avoir fait de moi ce que je
suis aujourd'hui.*

Je dédie ce travail.

A mes très chers parents...

*Pour le sacrifice et le dévouement que vous m'avez consacré, pour
l'éducation que vous m'avez donnée et pour le sens du devoir que vous
m'avez appris depuis mon enfance.*

*Vous êtes les personnes les plus dignes de ma considération et de ma
reconnaissance et jamais je ne saurais exprimer ma gratitude pour
l'amour et l'affection que vous m'avez donnée.*

Que Dieu vous protège et vous donne santé et longue vie.

*A mes très adorables sœurs Meriem et Wissal pour la joie de la vie
qu'elles m'ont offerte.*

A tous mes amis...

INTRODUCTION GENERALE.....	11
CHAPITRE I : ETAT DE L'ART.....	18
I.1 APPLICATION MEDICALE : SONO-THROMBOLYSE.....	19
I.2 GENERATION DES ULTRASONS FOCALISES DANS UN FLUIDE PARFAIT	22
<i>I.2.1 Les transducteurs piézoélectrique :</i>	22
<i>I.2.2 L'onde ultrasonore.....</i>	23
1.2.2.a Définition.....	23
1.2.2.b Onde ultrasonore générée par un point source.....	24
<i>I.1.3 Focalisation.....</i>	25
I.3 ECOULEMENTS GENERES PAR LES ULTRASONS FOCALISES DANS UN MILIEU LIQUIDE CHARGE DE PARTICULES	27
<i>I.3.1 Cavitation ultrasonore</i>	27
<i>I.3.2 Le force de radiation ultrasonore</i>	28
1.3.2.a Etat de l'art	29
1.3.2.b Equations d'une particule solide en suspension dans un fluide soumis aux ultrasons focalisés	30
<i>I.3.3 Le streaming acoustique</i>	32
1.3.3.a Etat de l'art	33
1.3.3.b Equations bilan de la phase liquide	34
CONCLUSION	36
CHAPITRE II : METHODOLOGIE	42
II.1 LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL :	43
<i>II.1.1 La cuve d'eau, milieu de propagation.....</i>	44
<i>II.1.2 Le transducteur ultrasonore.....</i>	45
<i>II.1.3 Le signal électrique</i>	46
<i>II.1.4Le générateur laser.....</i>	47
<i>II.1.5Le système optique.....</i>	47
<i>II.1.6La caméra rapide.....</i>	47
II.2 VELOCIMETRIE PAR IMAGERIE DE PARTICULES (PIV)	48
<i>II.2.1 Principe de la PIV</i>	48
<i>II.2.2 Détails du traitement PIV adopté.....</i>	49
II.3 SIMULATION NUMERIQUE :	55
<i>II.3.1Géométrie.....</i>	55
<i>II.3.2 Maillage.....</i>	55
<i>II.3.3 Paramètres du solveur et conditions aux limites</i>	56
CONCLUSION	59
CHAPITRE III: EVALUATION DE LA PIV EN PRESENCE D'UN CHAMP ULTRASONORE FOCALISE. EFFET DE LA FORCE DE RADIATION SUR LES PARTICULES SOLIDES.....	61
III.1 CHAMPS DE VITESSE DES PARTICULES : IRREGULARITE DU COMPORTEMENT DES PARTICULES.....	63
III.2 CALCUL DE LA FORCE DE RADIATION APPLIQUEE SUR LES PARTICULES D'ENSEMENCEMENT	67
III.3 CHOIX DES PARTICULES APPROPRIEES	72
III.4 GENERALISATION : COMPORTEMENT DES PARTICULES SOLIDES EN SUSPENSION DANS UN FLUIDE SOUMIS A UN CHAMP ULTRASONORE FOCALISE.....	73
CONCLUSION	76
CHAPITRE IV : STREAMING ACOUSTIQUE EN CHAMP LIBRE : CARACTERISATION ET COMPARAISON A UN ECOULEMENT DE TYPE JET	78
IV.1 THEORIE DES JETS CIRCULAIRES LIBRES.....	80
IV.2 RESULTATS DES MESURES D'ECOULEMENTS DE STREAMING	83
IV.3 DISCUSSION.....	88
<i>IV.3.1 Influence de l'amplitude de pression acoustique appliquée</i>	88

<i>IV.3.2 Comparaison de l'écoulement de streaming à un écoulement de type jet</i>	92
CONCLUSION	102
CONCLUSION GENERALE	104
TITRES ET TRAVAUX	108

Introduction Générale

Les maladies cardiovasculaires et coronariennes sont devenues aujourd'hui la principale cause de décès aussi bien dans les pays pauvres ou en développement que dans les pays développés. Des statistiques de l'organisation mondiale de la santé (OMS) estiment à 17,5 millions le nombre de décès imputables aux maladies cardio-vasculaires, soit 31% de la mortalité mondiale totale. Parmi ces maladies, nombreuses sont celles en rapport avec l'obstruction des vaisseaux sanguins : on parle alors de thrombose veineuse ou artérielle. La thrombose correspond à la formation, au sein du réseau veineux ou artériel, d'un caillot sanguin (ou thrombus) qui peut bloquer totalement ou partiellement la circulation du sang [1,2].

En pratique clinique actuelle, le traitement de la thrombose se fait soit par l'administration de médicaments (anticoagulants notamment), soit par des traitements endovasculaires (angioplastie avec généralement la mise en place d'un stent), soit par le recours à la chirurgie qui permet d'enlever le caillot (opération de thrombectomie) ou d'effectuer une dérivation sur le vaisseau obstrué (opération de pontage). Ces interventions chirurgicales ou médicamenteuses présentent des insuffisances et des risques divers, tels que le risque de blessure des vaisseaux traités, le risque lié à la circulation extracorporelle (CEC) lors du pontage, le risque d'allergie lié à l'utilisation de produits radiologiques iodés et celui d'hémorragie que peuvent induire les médicaments anticoagulants [3]. De plus, l'efficacité de ces traitements est parfois remise en question. En effet, pour les traitements chirurgicaux et endovasculaires, une resténose peut s'installer, et pour la délivrance d'anticoagulants, leur capacité à lyser le caillot n'est pas toujours garantie [3].

Face à ces enjeux de santé publique liés aux problèmes des maladies cardiovasculaires et aux limites des pratiques curatives actuelles, s'impose le besoin de traitements alternatifs beaucoup moins invasifs. Parmi les solutions envisagées, la sonothrombolyse est une technique extracorporelle très faiblement invasive, et qui pourrait potentiellement remédier à l'obstruction des vaisseaux sanguins. La sonothrombolyse, comme son nom l'indique, est la lyse à distance d'un thrombus à l'aide des HIFU (Ultrasons Focalisés de Haute Intensité). L'efficacité de cette technique, avec ou sans la délivrance d'agents thrombolytiques ou d'anticoagulants, a été bien prouvée. En effet, dans le cas de la sonothrombolyse appliquée seule, les résultats de destruction de caillots tant in vitro qu'in vivo [4,5,6,7] étaient très satisfaisants. En outre, étant appliquée avec des agents thrombolytiques, sa capacité à améliorer leur pénétration dans le caillot a, également, apporté ses preuves [8,9].

Cependant, dans les travaux liés à la sonothrombolyse, les auteurs mettent l'accent sur le fait que les écoulements induits au voisinage du caillot influencent largement l'efficacité de cette technique. L'un des aspects de cette influence est lié à la libération et l'entraînement de résidus solides du caillot dans le champ ou hors du champ d'action des HIFU. Ces résidus engendrent des risques possibles d'embolie secondaire [10]. Un autre aspect est lié à l'amélioration de la pénétration des agents thrombolytiques dans le caillot [11,12,13]. Un dernier aspect de cette influence, est lié à l'importance du paramétrage spatial des HIFU (un décalage de la position de focalisation des ultrasons par rapport au caillot ciblé [7]) quant à l'optimisation de la lyse du caillot.

Toutes ces constatations, rendent impératif le fait de pousser plus loin les recherches pour mieux comprendre les mécanismes qui régissent les écoulements lors de la sonothrombolyse. D'où le projet de la présente thèse. Ce projet s'intéresse plus particulièrement aux écoulements générés lors de l'application des ultrasons focalisés dans un liquide. Pour ce faire, des méthodes expérimentales et numériques ont été développées afin d'étudier les interactions entre l'onde ultrasonore focalisée, l'écoulement et les particules solides transportées. Ces méthodes ont été mises en œuvre dans le but d'étudier minutieusement les phénomènes hydrodynamiques et acoustiques, en particulier l'écoulement de streaming acoustique généré par les HIFU et la dynamique des particules solides soumises à l'action combinée du champ ultrasonore (la force de radiation ultrasonore) et de l'écoulement induit. Tout ceci afin de contrôler et de pouvoir optimiser ultérieurement les tirs ultrasonores (direction des tirs, durée du traitement, focalisation...) et, par ailleurs, la destruction du caillot.

Le manuscrit de la présente thèse s'articule autour de 4 chapitres. Le premier chapitre est consacré à la présentation de l'état de l'art concernant notamment la sonothrombolyse, l'aspect fondamental de l'application des ultrasons focalisés dans un milieu liquide et les mécanismes hydrodynamiques et acoustiques qui en découlent, à savoir, le phénomène de cavitation, la force de radiation ultrasonore et le streaming acoustique. Dans le deuxième chapitre, la méthodologie du travail est détaillée. On y présente le dispositif expérimental utilisé et on détaille la technique optique mise en œuvre, à savoir, la Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV), pour l'acquisition des champs de vitesse. De plus, on explique l'approche numérique adoptée pour modéliser le phénomène de streaming acoustique. Le troisième chapitre est consacré aux résultats obtenus de l'investigation expérimentale et

numérique des phénomènes étudiés : en premier lieu, on s'intéresse à l'évaluation de la pertinence de la méthode PIV en fonction des paramètres de mise en œuvre, notamment du choix de la taille des particules d'ensemencement, en second lieu, on étudie l'interaction des particules solides avec le champ ultrasonore et l'écoulement du fluide. Dans le dernier chapitre, l'écoulement de streaming acoustique, lui-même, est caractérisé et ses propriétés sont comparées à celles d'un écoulement de type jet circulaire libre.

Bibliographie :

- [1] Pierre Morange (2015). La thrombose veineuse (phlébite), *Dossier d'information INSERM*.
- [2] Xavier Jeunemaitre (2014). Athérosclérosen, *Dossier d'information INSERM*.
- [3] Chiu, D., Krieger, D., Villar-Cordova, C., Kasner, S. E., Morgenstern, L. B., Bratina, P. L., & Grotta, J. C. (1998). Intravenous tissue plasminogen activator for acute ischemic stroke. *Stroke*, 29(1), 18-22.
- [4] Hong, A. S., Chae, J. S., Dubin, S. B., Lee, S., Fishbein, M. C., & Siegel, R. J. (1990). Ultrasonic clot disruption: an in vitro study. *American heart journal*, 120(2), 418-422.
- [5] Siegel, R. J., & Luo, H. (2008). Ultrasound thrombolysis. *Ultrasonics*, 48(4), 312-320.
- [6] Maxwell, A. D., Cain, C. A., Duryea, A. P., Yuan, L., Gurm, H. S., & Xu, Z. (2009). Noninvasive thrombolysis using pulsed ultrasound cavitation therapy–histotripsy. *Ultrasound in medicine & biology*, 35(12), 1982-1994.
- [7] Adrien POIZAT, Christian CACHARD, Bruno GILLES and Jean-Christophe BERA (2016). Contrôle temporel de la cavitation ultrasonore: Application à la thrombolyse ultrasonore extracorporelle. *Thesis defended at the LabTAU (Thesis of the University of Lyon, 31-2016)*
- [8] Tsvigoulis, G., Culp, W. C., & Alexandrov, A. V. (2008). Ultrasound enhanced thrombolysis in acute arterial ischemia. *Ultrasonics*, 48(4), 303-311.
- [9] Francis, C. W. (2001). Ultrasound-Enhanced Thrombolysis. *Echocardiography*, 18(3), 239-246.
- [10] Dick, A., Neuerburg, J., Schmitz-Rode, T., Alliger, H., Schmid-schÖnbein, H., & GÜnther, R. W. (1998). Thrombolysis of mural thrombus by ultrasound: an experimental in vitro study. *Investigative radiology*, 33(2), 85-90.
- [11] Sakharov, D. V., Hekkenberg, R. T., & Rijken, D. C. (2000). Acceleration of fibrinolysis by high-frequency ultrasound: the contribution of acoustic streaming and temperature rise. *Thrombosis research*, 100(4), 333-340.

[12] Chuang, Y. H., Cheng, P. W., & Li, P. C. (2013). Combining radiation force with cavitation for enhanced sonothrombolysis. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 60(1).

[13] Datta, S., Ammi, A. Y., Coussios, C. C., & Holland, C. K. (2007). Monitoring and simulating stable cavitation during ultrasound-enhanced thrombolysis. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(5), 3052-3052.

Chapitre I : Etat de l'art

Ce chapitre est consacré aux travaux antérieurs qui se sont intéressés aux thématiques abordées dans le présent travail et à la description théorique des modèles physiques qu'on a adoptés. Dans un premier temps, on présente les avancés des investigations sur la sonothrombolyse, l'exemple d'application des ultrasons focalisés dans un liquide qui a guidé notre travail. Dans un deuxième temps, on présente une définition détaillée des ultrasons focalisés. Suite à cela, on retrace l'historique des concepts des phénomènes hydroacoustiques générés par la propagation des ultrasons focalisés dans un milieu liquide parfait, à savoir, le phénomène de cavitation, le phénomène de pression de radiation ultrasonore et le phénomène de streaming acoustique. Enfin, on dresse les équations bilan régissant ces phénomènes dans le cas spécifique de la présente étude.

I.1 Application médicale : Sono-thrombolyse

Avant d'entamer la présentation de l'aspect fondamental de l'application des ultrasons focalisés dans un milieu liquide, il importe de présenter les travaux effectués sur la sonothrombolyse, et en particulier, ceux qui ont été effectués au LabTAU, afin de connaître les dernières avancées de cette technique. La sonothrombolyse extracorporelle, qui est en rapport avec ce projet, est une application directe de la propagation des ultrasons focalisés dans un milieu liquide chargé de particules. On rappelle que c'est une technique thérapeutique qui consiste à lyser un thrombus à l'aide d'ondes ultrasonores focalisées (Voir Figure I.1).

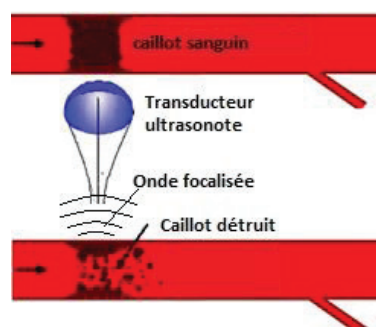


Fig.I.1 Schéma explicatif de la sono-thrombolyse

L'efficacité de cette technique quant à la destruction des caillots a été bien prouvée tant in vitro qu'in vivo (voir les Figures I.2, I.3 et I.4). En effet, dans les expériences de sonothrombolyse in vitro de Maxwell et al. [1], le caillot a été fractionné en débris ayant une distribution de 96% inférieurs à 5 mm de diamètre suite à des tirs sonothrombolytiques à 1MHz. Ces tirs demeurent efficaces même avec la génération d'un écoulement pulsatile. De

plus, il a été observé que l'écoulement du fluide généré par le nuage de cavitation peut attirer et piéger les fragments libérés du caillot. La Figure I.2 illustre les résultats de cette expérience où les tirs sont parvenus à détruire le caillot au bout d'une minute environ [1]. Dans une autre expérience [2], in vitro également, la régulation de la cavitation a permis la destruction totale et reproductible des thrombus en utilisant des tirs pulsés à des fréquences de 1MHz et de 0.5 MHz. La Figure I.3 montre le stade où plus de 50% du caillot ont été détruits suite à des tirs pulsés à 1MHz. Dans cette même étude, l'optimisation de la sonothrombolyse par la régulation de la cavitation et de la fréquence des tirs, a permis de passer aux essais in vivo, illustrés dans la Figure I.4. Cette figure indique que des tirs ultrasonores effectués sur l'artère fémorale d'une brebis ont pu rétablir la circulation sanguine dans l'artère en réduisant la sévérité de l'obstruction du caillot.

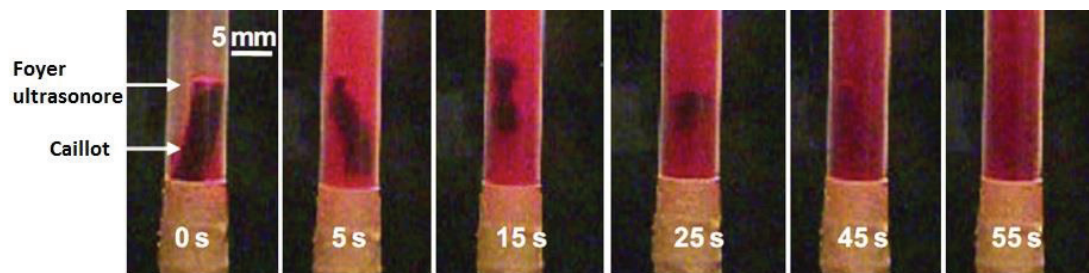


Fig.I.2 Progression de l'effet de la sono-thrombolyse au cours du traitement in vitro sur un caillot sanguin [1]

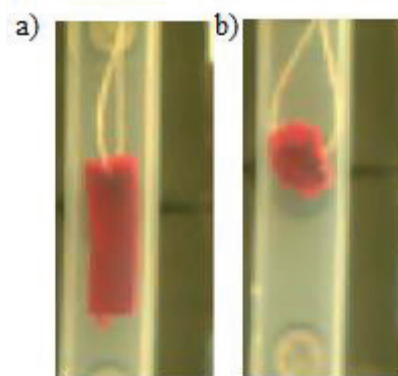


Fig.I.3 Effet de la sono-thrombolyse in vitro sur un caillot sanguin. (a) : avant les tirs US pulsés, (b) : après les tirs US pulsés [2]

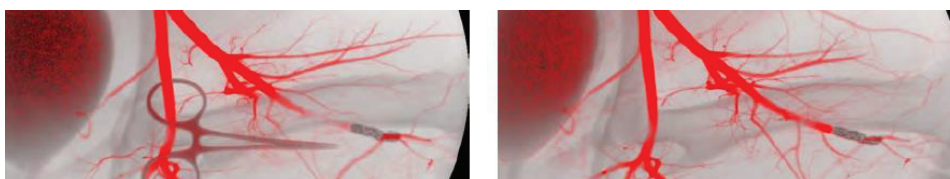


Fig.I.4 Résultats de sono-thrombolyse effectuée sur l'artère fémorale d'une brebis [2]

Le mécanisme principal responsable de la destruction du caillot est la cavitation ultrasonore. Lorsque l'amplitude de l'onde ultrasonore augmente, une dépression importante apparaît dans le milieu liquide au niveau des phases de dépression de l'onde. Ceci engendre la formation de cavités avec leur évolution vers des bulles de tailles micrométriques, voire millimétriques. Un nuage de bulles est ainsi formé, où les bulles se mettent à osciller ou à imploser sous l'effet du champ acoustique. Le principal phénomène mis en avant pour la lyse du caillot est la cavitation inertielle, correspondant à l'implosion des bulles avec émission locale d'ondes de choc et de micro-jets. Cependant, l'oscillation du nuage de bulles formé, ainsi que d'autres mécanismes hydrodynamiques liés à la présence d'un milieu liquide, tels que le streaming acoustique et le micro streaming autour des bulles, contribuent assurément à la destruction du caillot par effet mécanique de vibration et améliorent l'efficacité des agents thrombolytiques en favorisant le mélange dans la zone de traitement [3]. La force de radiation ultrasonore qui, elle aussi est mise en jeu lors de l'application des ultrasons focalisés sur le caillot et les débris solides, peut améliorer l'efficacité de la sonothrombolyse [4].

Comme on l'a signalé ci-dessus, lors de la sonothrombolyse, plusieurs mécanismes hydrodynamiques sont mis en jeu dans le milieu liquide (fluide biologique) par l'application des HIFU. Dans ce sens, on rappelle dans ce qui suit les travaux antérieurs qui ont été menés sur les phénomènes hydrodynamiques et acoustiques induits lors de l'application des ultrasons focalisés dans un milieu liquide chargé de particules, et on explique la théorie sous-jacente à ces phénomènes.

Deux modes d'actions des ultrasons focalisés sont possibles pour agir sur un caillot :

- Le traitement par ultrasons focalisés (à haute fréquence- faible intensité acoustique) qui agit seulement en accélérant et améliorant l'efficacité des agents de fibrinolyse.
- Le traitement par Ultrasons Focalisés de Haute Intensité (HIFU) (à basse fréquence-forte intensité acoustique), qui, grâce à la cavitation, est capable de détruire le thrombus sans avoir recours aux agents thrombolytiques stimulant la fibrinolyse.

I.2 Génération des ultrasons focalisés dans un fluide parfait

I.2.1 Les transducteurs piézoélectrique :

Afin de comprendre les mécanismes de génération et de propagation des ultrasons, il est important de commencer par l'origine de cette énergie ultrasonore qui dans la plupart des applications actuelles est produite par des transducteurs piézoélectriques. Dans ce cas, l'énergie électrique est transformée en énergie mécanique par l'effet de piézoélectricité, et plus précisément par l'effet piézoélectrique direct. Il s'agit de la propriété que possèdent certains matériaux à se déformer lorsqu'on leur applique un champ électrique. Parmi ces matériaux, on peut citer les matériaux céramiques ferroélectriques, les polymères fluorocarbonnés et les matériaux semi-conducteurs binaires [5]. Le matériau piézoélectrique le plus connu dans la fabrication des transducteurs ultrasonores, notamment en applications médicales, est le PZT (Titano-Zirconate de Plomb ou Lead Zirconate Titanate).

Le matériau piézoélectrique vibre suite à son exposition à un champ électrique avec un comportement résonant souvent assez marqué. La fréquence de cette résonance définie par l'expression (I.1) est la fréquence de résonance fondamentale de l'élément piézoélectrique sur le mode de vibration en épaisseur et est étroitement liée à l'épaisseur du cristal.

$$f = \frac{c_0}{2L_0} \quad (\text{I.1})$$

où f est la fréquence de résonance, c_0 la vitesse du son dans le transducteur et L_0 l'épaisseur du transducteur.

Dans un dispositif classique, le matériau piézoélectrique est recouvert d'une couche de résine (poly-époxyde) hautement absorbante pour réduire l'effet des vibrations excessives. Directement après, une couche est souvent ajoutée pour effectuer une adaptation d'impédance entre l'élément piézoélectrique et le milieu de propagation (exemple, la peau humaine), maximisant ainsi l'émission de l'énergie. Bien entendu, la conception de ces couches dépend des applications finales du transducteur ultrasonore (voir Figure I.5).

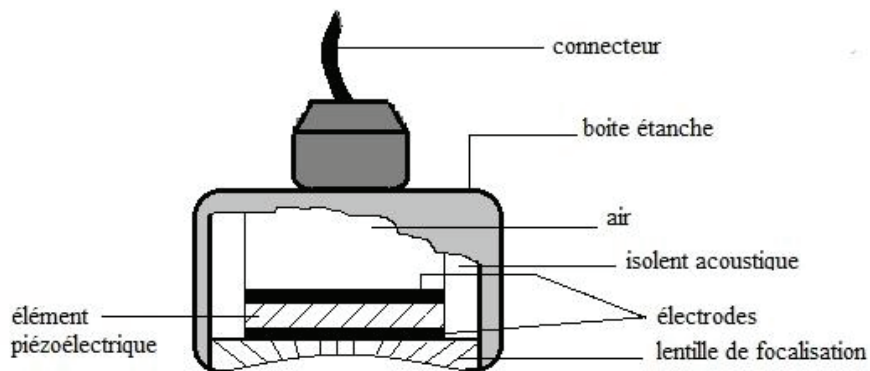


Fig.I.5 Schéma descriptif de la composition d'un transducteur ultrasonore piézoélectrique de type « backing air » comme ceux utilisés dans cette étude.

I.2.2 L'onde ultrasonore

I.2.2.a Définition

Les ondes acoustiques sont des ondes mécaniques qui se propagent à travers des supports de matière, fluide ou solide. Les ultrasons sont des ondes acoustiques qui ne sont pas audibles (imperceptibles par l'oreille humaine) et dont la gamme de fréquences se situe entre 20 kHz et 100 MHz : c'est de là que vient l'appellation ultrasons, par opposition aux sons audibles de fréquences plus basses.

La première utilisation des ultrasons date de 1826 [6], où ces ondes ont été étudiées pour mesurer les distances sous-marines notamment par la technique du SONAR (Sound Navigation and Ranging). Suite à cela, l'utilisation des ultrasons s'est de plus en plus répandue dans le domaine industriel ainsi que dans le domaine médical. On peut classer ces utilisations en fonction de la fréquence des ultrasons. Les ultrasons à basse fréquence (entre 20 kHz et environ 200 kHz) sont utilisés dans des procédés industriels où ils agissent sur le milieu, ou même modifient sa nature chimique ou physique, et ce à l'instar des ultrasons utilisés pour le décapage et le nettoyage des pièces mécaniques. Quant aux ultrasons de fréquences supérieures à 1MHz, ils sont utilisés pour le diagnostic, que ce soit dans l'imagerie médicale ou dans le contrôle non destructif des matériaux. Dans les deux cas ils permettent de déterminer les caractéristiques physiques et chimiques du milieu traversé. Dans une bande intermédiaire (entre 500 kHz et 10 MHz), les ultrasons peuvent être utilisés pour le diagnostic et pour des applications médicales où on modifie la nature physique du milieu soumis aux ultrasons.

Durant tout le XIX^{ème} siècle, les chercheurs se sont penchés sur les fondamentaux et les investigations théoriques de la physique des ondes ultrasonores (de la vibration, de la propagation, de la transmission des ondes,...). De ces chercheurs-là, on peut citer particulièrement Rayleigh [7] qui a le plus contribué à formuler la théorie de base de l'acoustique [8].

Selon la polarisation de l'onde ultrasonore (le sens du déplacement mécanique induit par cette onde) et selon la nature du milieu traversé, on peut distinguer plusieurs modes de propagation : les ondes longitudinales qui se propagent dans un milieu fluide ou solide et les ondes transversales ou de cisaillement qui n'apparaissent que quand il s'agit d'une propagation dans un milieu solide. Par ailleurs, et concernant les ondes longitudinales on peut distinguer deux type de comportement ondulatoire : les ondes progressives qui se déplacent dans l'espace, et les ondes stationnaires qui résultent de la superposition de deux ondes progressives de même pulsation et de sens contraires, qui apparaissent notamment dans le cas de réflexion de l'onde. Dans le cas du présent travail, et étant donné que tout le projet porte sur la propagation des ultrasons dans les liquides, il sera question d'ondes longitudinales et exclusivement progressives dans un milieu liquide, et les développements théoriques qui suivent traiteront de ces ondes.

I.2.2.b Onde ultrasonore générée par un point source

Considérons une onde sphérique monochromatique sinusoïdale et progressive dans un fluide. Considérons aussi la grandeur Φ qui est le potentiel à partir duquel dérive soit la vitesse particulaire, soit la pression acoustique soit la densité. En tenant compte de la symétrie sphérique, le Laplacien se réduit à la composante radiale et la propagation ne dépend que de la distance à la source r et du temps t . L'équation de propagation s'écrit alors sous cette forme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \phi(r, t)) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\phi(r, t)) = 0 \quad (\text{I.2})$$

avec c , la vitesse du son dans le milieu traversé.

La solution de cette équation est la suivante :

$$\phi(r, t) = \frac{1}{r} (\phi_{01}(t - \frac{r}{c}) + \phi_{02}(t + \frac{r}{c})) \quad (\text{I.3})$$

Dans un milieu homogène et infini, on ne garde classiquement que la première partie de la solution qui traduit l'onde émise à partir de la source et on néglige la deuxième partie traduisant celle qui vient de toutes les directions vers la source. De plus, l'onde étant sinusoïdale dans le temps, la solution de l'équation (I.3) s'écrit comme suit :

$$\phi(r, t) = -\frac{\phi_0}{r} e^{i(\omega t - kr)} \text{ avec } \phi_0 = \frac{1}{4\pi} \quad (\text{I.4})$$

L'expression (I.4) représente la perturbation engendrée par une source ponctuelle excitée par un signal sinusoïdal. A partir de cette expression, on peut déduire la vitesse de propagation en appliquant le gradient au potentiel Φ :

$$\vec{u}_{ac}(r, t) = \vec{\text{grad}} \phi(r, t) = u_{ac0}(r) e^{i\omega t} \vec{e}_r \quad (\text{I.5})$$

où, $u_{ac0}(r)$ est l'amplitude de vitesse qui dépend de la distance de la source, de la longueur d'onde et de la vitesse du son dans le milieu de propagation.

La pression acoustique peut également être déduite à partir de l'expression (I.4) en dérivant le potentiel par rapport au temps :

$$p(r, t) = -\rho \frac{\partial \phi(r, t)}{\partial t} = p_0(r) e^{i\omega t} \quad (\text{I.6})$$

Avec ρ la densité du milieu de propagation et $p_0(r)$ l'amplitude de la pression acoustique.

I.1.3 Focalisation

Lorsqu'on a intérêt à concentrer la puissance acoustique en une zone de petite surface et à augmenter la précision des tirs ultrasonores (comme dans le cas du traitement médical d'une cible bien précise, à l'instar de l'exemple de la sonothrombolyse), on procède donc à une focalisation du faisceau. On considère, dans ce travail, que le champ ultrasonore transmis au point focal est la somme des sources ponctuelles sur une surface de calotte sphérique avec un terme de phase exprimant le retard appliqué sur chaque source (intégrale de Rayleigh). En appliquant l'intégrale de Rayleigh à l'onde décrite par le potentiel de vitesse, on obtient le

champ de pression résolu qui résulte de la sommation des contributions des sources ponctuelles de chaque élément de la surface et qui a la forme d'une ellipse.

Plusieurs techniques de focalisation, en particulier, la focalisation par une lentille collée au plan piézoélectrique, nécessitent que le transducteur soit immergé dans l'eau. On a démontré dans ce cas que la distance focale r_f peut être déterminée selon cette formule :

$$r_f = \frac{R}{1-n} = \frac{R}{1-\frac{v_1}{v_2}} \quad (\text{I.7})$$

où n est l'indice de réfraction qui est le rapport entre la vitesse v_1 de l'onde dans l'eau et la vitesse v_2 de l'onde dans le matériau de la lentille.

Dans le cas du dispositif expérimental utilisé et décrit dans le chapitre suivant, les éléments piézoélectriques utilisés forment une calotte sphérique de rayon R .

La focalisation ne signifie pas que tout le faisceau converge exactement dans un même point mais il s'agit plutôt d'une tache focale elliptique (zone utile) caractérisée par une largeur très proche de la longueur d'onde λ et par une longueur L_f telles que :

$$L_f = 7\lambda \frac{r_f^2}{4r_0^2} \quad [9,10] \quad (\text{I.8})$$

où r_0 le rayon de la source

La Figure I.6 présente un schéma illustrant les paramètres de focalisation.

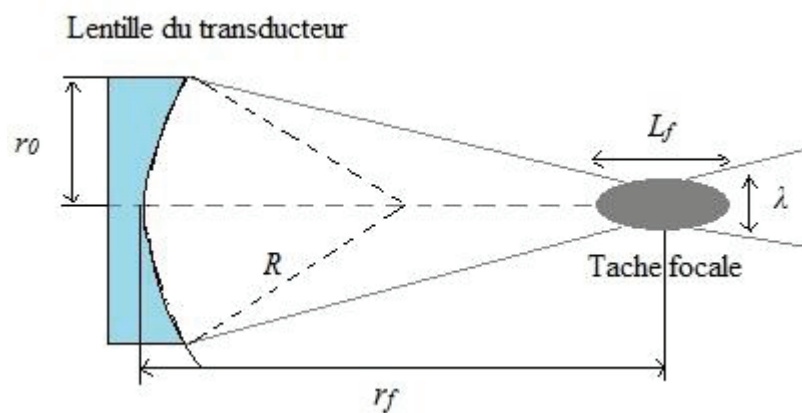


Fig.I.6 Paramètres de focalisation

I.3 Ecoulements générés par les ultrasons focalisés dans un milieu liquide chargé de particules

Dans cette partie, on rappelle les travaux antérieurs qui ont été menés sur les phénomènes hydrodynamiques et acoustiques induits lors de l'application des ultrasons focalisés dans un milieu liquide chargé de particules, et on explique la théorie derrière ces phénomènes.

I.3.1 Cavitation ultrasonore

La cavitation ultrasonore est le mécanisme principal impliqué dans le processus de sonothrombolyse et il a été démontré que lors de l'application des HIFU, c'est essentiellement ce mécanisme qui améliore l'efficacité de la lyse des caillots sanguins [11,12,13].

D'une façon générale, la cavitation englobe l'apparition, l'oscillation et l'explosion de bulles de gaz ou de vapeur dans un liquide lors d'une dépression à température constante. Si cette dépression est suffisamment élevée et la pression devient inférieure à la pression de vapeur saturante, une bulle de vapeur se forme et on parle ici de nucléation. Le phénomène de cavitation a été investigué en détails dans les travaux de Frenkel [14] et de Skripov [14]. Ceux-ci traitent le cas des liquides purs où le processus de formation des bulles ne dépend pas des impuretés qui peuvent exister dans le liquide. D'autres études [16] ont traité le cas des liquides impurs ou contaminés qui peuvent avoir une influence importante sur le processus de nucléation.

La dépression évoquée ci-dessus, peut avoir plusieurs origines, en particulier, la présence d'une onde ultrasonore qui engendre la vibration de la densité du liquide. Théoriquement, trois types de bulles peuvent se former par cavitation acoustique, les bulles de vide, les bulles contenant de la vapeur du même liquide environnant, et les bulles gazeuses remplies du gaz dissout dans le liquide. En pratique, seuls les deux derniers types de bulles sont observables en cavitation ultrasonore, et souvent on observe une combinaison de ces deux types. La nucléation des bulles est initiée de deux façons :

- De la première, elle se produit quand il s'agit d'un liquide pur et lorsque l'agitation thermique du milieu est suffisamment importante. Ainsi, des microcavités se forment

et se mettent à croître sous l'effet de la dépression. C'est la nucléation homogène (se produisant lors d'une dépression de l'ordre de 100MPa [17]).

- De la deuxième, elle a lieu lorsque le milieu liquide contient des impuretés qui peuvent fixer à leur surface des microbulles de gaz qui se développent en bulles de cavitation. Il s'agit, là, d'une nucléation hétérogène (se produisant lors d'une dépression de l'ordre de 10MPa [17]). Un milieu liquide hétérogène augmente, donc, significativement la possibilité d'apparition de la cavitation ultrasonore.

Suite à la nucléation et selon la puissance acoustique appliquée, les microbulles évoluent différemment. A de faibles amplitudes acoustiques, les microbulles se mettent à osciller d'une façon stable. Cette oscillation stable est ou bien linéaire dans la fréquence de résonance, quand l'amplitude est très faible, ou bien non linéaire avec l'apparition de sous harmoniques, et ceci augmentant l'amplitude acoustique [18]. A des amplitudes acoustiques élevées, les bulles se mettent à grossir jusqu'à atteindre une taille beaucoup plus grande allant jusqu'à dix fois la taille d'équilibre de la bulle et finissent par imploser formant ainsi un nouveau champ de microbulles. On parle ici de cavitation inertielle [19].

La cavitation ultrasonore dépend d'un grand nombre de paramètres [16], à savoir, la puissance acoustique, la température, la pression et la viscosité du liquide, son homogénéité, et le taux de gaz dissous. Tout ceci fait de la cavitation ultrasonore un phénomène très aléatoire et difficile à contrôler.

I.3.2 Le force de radiation ultrasonore

Un autre phénomène très important est mis en jeu lors de la propagation des ultrasons dans un milieu liquide chargé de particules solides : le champ acoustique, bien qu'il corresponde à des fluctuations temporelles de pression à moyenne nulle en milieu homogène, exerce une force mécanique de moyenne non nulle sur les particules. Ce phénomène est appelé force de radiation ultrasonore ou pression de radiation ultrasonore. Il a été démontré qu'un tel phénomène acoustique peut contribuer à l'amélioration de l'efficacité de la sono-thrombolyse [4]. Il pourrait également, par l'effet de lévitation ou du pincement acoustique [20][21], contribuer fortement à l'optimisation des tirs sono-thrombotiques, à l'augmentation du temps de séjour des fragments libérés du caillot dans la zone de traitement, et à leurs manipulations [22].

I.3.2.a Etat de l'art

La force de radiation ultrasonore peut être générée par plusieurs processus physiques. Parmi ces processus, il y en a un essentiel lié à l'existence de surfaces solides réfléchissantes, absorbantes ou diffusantes à l'encontre de l'onde ultrasonore se propageant dans le milieu chargé de ces surfaces. En d'autres termes ladite force est induite par le changement de densité d'énergie de l'onde à cause de son absorption, de sa diffusion ou de sa réflexion par les surfaces en question.

L'histoire scientifique de la force de radiation a commencé par Rayleigh [8] qui considérait que la pression de radiation était simplement une force par unité de surface, exercée par un faisceau qui transporte une quantité de mouvement. Le principe consiste à calculer l'excès de pression ou la perturbation moyenne sur la surface de l'objet soumis à l'onde et d'intégrer ensuite sur cette surface pour avoir la force moyenne de radiation. Adopter ce principe revient à considérer une onde plane confinée qui se propage dans un milieu en repos avec aucune interaction avec ce milieu environnant ; une considération très théorique et qui ne se produit pas dans la plupart des cas réels. Langevin, quant à lui, a traité le cas d'une onde plane qui n'est pas confinée et qui peut communiquer avec le milieu de propagation au repos. Ces deux concepts de Rayleigh et de Langevin ont été critiqués par Brillouin qui lui a donné une autre définition à la pression de radiation [23, 24]. Brillouin a montré, en coordonnées Eulériennes, que la force se calcule à partir d'un tenseur de pression et qu'il n'existe aucune quantité scalaire qu'on pourrait appeler pression de radiation et qui serait définie universellement. Le concept de force moyenne qui est tensorielle (I.10) dépend essentiellement de la forme de l'objet et de la nature du champ incident. Et c'est pour cette raison que la vision tensorielle s'adapte mieux au cas de la force de radiation qui s'applique sur une particule sphérique et c'est le cas dans la présente étude.

$$F_i = \int_S \langle p_{ij} \rangle n_j dS = 0 \quad (I.9)$$

avec, p_{ij} le tenseur de radiation de Brillouin qui comporte deux contraintes tensorielles (potentielle et cinétique), S la surface de l'objet exposé à la force et immobile par rapport au repère eulérien, et n le vecteur normal sortant de cette surface.

Concernant le cas d'une sphère soumise à la force de radiation ultrasonore exercée par une onde progressive, Yosioka et Kawasima [25] ont traité ce cas pour des sphères élastiques dont la taille est très petite par rapport à la longueur d'onde plane. Leurs prévisions théoriques

étaient validées par leurs travaux expérimentaux. Plus tard, Chen et Apfel [26, 27] étendent l'étude précédente au problème de la force exercée par un faisceau focalisé cette fois-ci sur une particule sphérique élastique positionnée sur l'axe de propagation des ondes. Dans cette étude, on ne traite pas le cas d'une sphère positionnée hors de l'axe de propagation mais on met en évidence l'importance de la position relative de la sphère par rapport à la focale du transducteur. Les deux études qu'on vient de citer, considèrent l'hypothèse d'un champ axisymétrique. Parmi les études qui ont traité le cas général d'une particule dans une position quelconque, on souligne l'étude de Shung [28] où il a traité la force exercée sur une sphère par un faisceau de type Gaussien. Il se place dans le cas où la taille de la sphère est importante par rapport à la longueur d'onde du faisceau. Le cas contraire, celui d'une sphère dont la dimension est très petite devant la longueur d'onde, a été l'objet de l'étude faite par Gor'kov [29]. Celui-ci propose l'expression de la force de radiation exercée sur une sphère placée n'importe où dans un champ stationnaire. Selon lui, la pression de radiation acoustique est une force conservative qui dérive d'un potentiel. Ce potentiel dépend de deux facteurs. Le premier compare la compressibilité du fluide à celui de la particule sphérique et caractérise la capacité de la sphère à rentrer en oscillation mono-polaire. Le deuxième dit d'inertie, caractérise la capacité de l'onde à faire accélérer une particule dans un mouvement dipolaire qui dépend de la densité du fluide et de l'objet. Son expression analytique de la force de radiation devient la plus utilisée pour calculer la pression de radiation qui s'applique sur une sphère solide dans une position quelconque. Récemment, Settnes et Bruus [30] ont étendu l'étude de Gor'kov au cas d'un fluide visqueux, et c'est leur expression de force qui a été utilisée dans le présent travail pour le cas d'une onde focalisée.

I.3.2.b Equations d'une particule solide en suspension dans un fluide soumis aux ultrasons focalisés

Dans ce sous-paragraphe, on s'intéresse à la dynamique d'une particule sphérique en suspension dans un milieu liquide, en particulier, à la dynamique des particules d'ensemencement en suspension dans de l'eau dégazée soumise à un champ ultrasonore focalisé. Le mouvement des particules est donné par l'équation BBO (Basset-Boussinesq-Oseen) [31] qui met en jeu la vitesse relative $V = u_p - u$, la vitesse du fluide qui est la vitesse du streaming u et la vitesse de la particule u_p :

$$\rho_p \frac{du_p}{dt} = -\frac{9\mu}{2a^2}V + \rho_0 \frac{du}{dt} - \frac{1}{2}\rho_0 \frac{dV}{dt} - \frac{9}{2a^2} \left(\frac{\mu\rho_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{t_0}^t \frac{dV}{d\xi} \frac{d\xi}{(t-\xi)^{1/2}} + F_{ext} \quad (I.10)$$

Avec, a le rayon de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide et ρ_p la densité de la particule.

On définit le nombre de Reynolds particulaire Re_p comme suit :

$$Re_p = \frac{2\rho_0 a V}{\mu} = \frac{2aV}{\nu} \quad (I.11)$$

Les deux premiers termes de l'équation sont, respectivement, la force d'inertie et la force de traînée par unité de volume défini par la loi de Stokes. L'accélération du fluide donne lieu à un gradient de pression au voisinage de la particule et par la suite à une force représentée par le troisième terme. Le quatrième terme donne la résistance du fluide non visqueux à l'accélération des particules. Le cinquième terme est la force de Basset induite par l'instabilité de l'écoulement. Le terme final traduit les forces externes exercées sur la particule par unité de volume. La combinaison du premier, du troisième et du quatrième terme donne l'accélération de la particule liée à la masse ajoutée qu'on appelle masse virtuelle m .

Maintenant, si on prend en compte l'état stationnaire de l'écoulement de streaming, le cinquième terme de l'expression (I.11) disparaît. Si l'on considère que la gravité est négligeable et on prend en compte l'interaction avec le champ ultrasonore ainsi que le caractère diffusif des particules solides, les forces externes se réduisent à la force de radiation ultrasonore. Finalement dans la condition de la loi de Stokes ($Re_p \ll 1$) l'équation (I.11) devient :

$$m \frac{du_p}{dt} = -6\pi\mu a V + F_{rad} \quad (I.12)$$

En ce qui concerne la force de radiation agissant sur les particules, Settles et Bruus [30] ont exprimé cette force comme la solution dans le champ lointain (à une distance du centre de la particule très supérieure à la longueur d'onde acoustique) de la théorie de diffusion non visqueuse des ondes acoustiques en adoptant l'analyse de Gor'kov [29]. Cette analyse est valable pour un rayon de particule plus grand que l'épaisseur de la couche limite acoustique où la viscosité est dominante. Ensuite, ils ont étendu cette solution au champ proche de la particule (à une distance du centre de la particule très inférieure à la longueur d'onde

acoustique). Enfin, ils ont adapté cette solution à l'écoulement incompressible et visqueux de la couche limite acoustique des particules. Ils ont obtenu cette expression analytique comme résultat :

$$F_{rad} = -\pi a^3 \left[\frac{2\kappa_0}{3} \operatorname{Re}[f_1 p^* \nabla p] - \rho_0 \operatorname{Re}[f_2^* u_{ac} \nabla u_{ac}] \right] \quad (\text{I.13})$$

avec κ_0 la compressibilité du fluide, p le champ de pression acoustique et u_{ac} le champ de vitesse acoustique. L'étoile désigne le conjugué complexe. f_1 et f_2 sont les coefficients de diffusion adimensionnels :

$$f_1(\tilde{\kappa}) = 1 - \tilde{\kappa}, \text{ avec } \tilde{\kappa} = \frac{\kappa_p}{\kappa_0} \quad (\text{I.14})$$

$$f_2(\tilde{\rho}, \tilde{\delta}) = \frac{2[1 - \gamma(\tilde{\delta})](\tilde{\rho} - 1)}{2\tilde{\rho} + 1 - 3\gamma(\tilde{\delta})}, \text{ avec } \gamma(\tilde{\delta}) = -\frac{2}{3}[1 + i(1 + \tilde{\delta})]\tilde{\delta} \quad (\text{I.15})$$

f_1 est le coefficient mono-polaire qui dépend seulement du taux de compressibilité $\tilde{\kappa}$, et f_2 est le coefficient dipolaire qui est un nombre complexe dépendant de la viscosité du fluide. Avec

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_p}{\rho_0} \text{ et } \tilde{\delta} = \frac{\delta}{a} \text{ où } \delta = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}} \text{ est l'épaisseur de la couche limite acoustique.}$$

Dans le chapitre III, l'expression (I.13) sera utilisée dans les résultats et permettra la quantification de la force de radiation en se basant sur des mesures expérimentales du champ ultrasonore pour les différentes tailles de particules utilisées.

I.3.3 Le streaming acoustique

La force de radiation qu'on a évoquée ci-dessus s'applique également sur les particules fluides, et donne naissance à un autre phénomène acoustique. Le troisième mécanisme important qui est mis en jeu lors de la propagation des ultrasons dans un milieu liquide est donc le streaming acoustique qui n'est autre que l'écoulement induit par l'effet de l'atténuation de l'onde ultrasonore lors de sa propagation. Dans l'application thérapeutique en question le streaming acoustique est, lui aussi, un contributeur majeur dans l'efficacité de la sono-thrombolyse. En effet, le streaming peut améliorer le mélange dans la zone de traitement et peut ainsi augmenter l'efficacité des agents thrombolytiques [3].

I.3.3.a Etat de l'art

Le streaming acoustique est un phénomène qu'on a découvert dans les années 1830 [32] et qui a été depuis, le sujet de plusieurs investigations fondamentales et expérimentales. Autre que l'application thérapeutique mentionnée ci-dessus, le streaming acoustique est aujourd'hui utilisé dans plusieurs applications industrielles. Il est proposé comme solution pour l'optimisation de la cristallogenèse l'assurance de l'homogénéité des matériaux cristallins en contrôlant les fluctuations de température [33]. Il est, également, une solution intéressante quant à l'amélioration du refroidissement dans les micro-canaux ou les composantes électroniques [34]. Pour les applications de sono-chimie, il a été prouvé que le streaming acoustique peut améliorer le mélange dans les sono-réacteurs [35] et peut contribuer au contrôle des particules [36].

Le streaming acoustique peut être défini à partir de critères différents comme la classification par exemple ; laquelle peut être basée sur les différents mécanismes par lesquels le streaming acoustique est généré. La première analyse du streaming acoustique a été effectuée par Rayleigh [37]. Celui-ci a considéré l'écoulement induit par les ondes ultrasonores stationnaires entre deux murs parallèles. Pour cette raison, le streaming de Rayleigh est défini comme le l'écoulement généré par la couche limite à l'intérieur d'un résonateur à ondes stationnaires, car la viscosité de cisaillement près de la paroi solide est dans ce cas responsable de l'écoulement induit. Rayleigh décrivait l'écoulement fluide moyen en dehors de la couche limite, et cet écoulement était souvent appelé le «streaming externe». Le premier à étudier cet écoulement moyen à l'intérieur de la couche limite « streaming interne », est Schlichting [38] qui le considérait comme un écoulement secondaire à l'intérieur d'une couche limite incompressible.

Un autre mécanisme par lequel un écoulement moyen peut être généré par une source ultrasonore a été décrit par Eckart [39]. Selon ce dernier, l'origine de cet écoulement stationnaire induit est la dissipation de l'énergie acoustique dans le fluide par l'effet d'absorption ou d'atténuation des ultrasons lors de la propagation. Pour le streaming d'Eckart, l'échelle longitudinale de la propagation des ondes est beaucoup plus importante par rapport à l'échelle de la longueur d'onde ce qui fait du streaming un phénomène de grande échelle. Eckart, a également établi une relation de proportionnalité entre la vitesse du streaming induit et le carré de la pression acoustique du champ appliqué. Ainsi une comparaison de l'échelle

du streaming par rapport à la longueur d'onde donne trois types de streaming ; celui de Schlichting (\ll longueur d'onde λ), celui de Rayleigh ($\approx \lambda$) et celui d'Eckart ($\gg \lambda$). La classification du streaming acoustique peut également se faire en fonction de la dimension des vortex induits par rapport aux longueurs caractéristiques (la longueur d'onde et l'épaisseur de la couche limite), ou en fonction de l'amplitude de vitesse du streaming, de sorte qu'on obtient dans la première classification soit un « streaming fin » soit « streaming large » et dans la deuxième classification on obtient soit un « streaming rapide » soit un « streaming lent » [40].

Plus tard, Lighthill [41] a montré que cet écoulement stationnaire est dû à la contrainte de Reynolds créée par la dissipation visqueuse de l'énergie acoustique par unité de volume, il a ajouté le terme de non linéarité hydrodynamique dans les équations de Navier-Stokes. Lighthill a aussi rapporté que négliger l'effet de non-linéarité n'est pertinent que pour les écoulements à faible nombre de Reynolds ($Re \ll 1$).

Un grand intérêt a été, par plusieurs chercheurs particulièrement accordé au streaming d'Eckart qui, aussi fait l'objet de notre présente étude. Cependant, peu de travaux antérieurs ont traité du phénomène de streaming acoustique dans le cas particulier d'une source ultrasonore focalisée. Parmi ces travaux rares, il y a certaines investigations numériques [42,43] et certaines investigations expérimentales [44 - 45], et il serait intéressant d'ajouter à ces investigations un travail expérimental qui permettra d'explorer et de comprendre d'avantage cet aspect hydroacoustique. Les études expérimentales du streaming acoustique sont généralement effectuées par des méthodes optiques de mesure de vitesse, en particulier, via la technique de PIV (Particle Image Velocimetry) [44-48] qui est, également, utilisée dans le présent travail.

I.33.b Equations bilan de la phase liquide

Ce paragraphe concerne la modélisation de la propagation d'une onde ultrasonore focalisée (de fréquence f et vitesse de propagation c) dans un milieu liquide (de densité ρ_0 et de viscosité cinétique ν). La propagation des ultrasons donne naissance, au foyer acoustique, à une amplitude de pression acoustique maximale P_{ac} .

Pour un fluide Newtonien et incompressible, et en tenant compte de l'état stationnaire de l'écoulement du streaming en présence de la contrainte acoustique, le mouvement du

streaming peut être défini par les équations suivantes basées sur la composition de Reynolds [41, 49] :

$$\rho_0 \overline{u_j \partial_j u_i} = -\partial_i \overline{p} + \rho_0 \mathcal{U} \partial_{jj}^2 \overline{u_i} + \overline{F_{ac i}}, \quad (\text{I.16})$$

$$\overline{F_{ac i}} = -\rho_0 \partial_i \overline{u_{ac j} u_{ac i}} = -\rho_0 \frac{\partial u_{ac j} u_{ac}}{\partial x_i}. \quad (\text{I.17})$$

Où $\overline{F_{ac}}$ est la force volumique associée à la contrainte de Reynolds donnée par $\overline{(\rho_0 u_{ac i} u_{ac j})}$, u_{ac} est la vitesse acoustique et \bar{u} est la vitesse de streaming. La barre sur les entités physiques indique la moyenne sur l'échelle temporelle acoustique.

Pour l'approche standard de perturbation au second ordre, tous les termes du côté droit de l'équation (I.16) sont au moins de second ordre. Dans l'approche classique, appelée approximation de l'acoustique, où on néglige les phénomènes du second ordre ou plus, le terme du côté gauche est négligé puisqu'il s'agit d'un terme du quatrième ordre au moins. Ce faisant, l'équation en vitesse moyenne devient linéaire. Cependant, selon Lighthill [41], la décision de conserver ou de négliger un terme devrait être fondée sur une analyse d'ordres de grandeur et pas sur une simple approche de perturbation (sensibilité). En effet, pour un fluide de faible viscosité ayant une vitesse moyenne relativement élevée, il est possible que le terme visqueux du côté droit et le terme d'inertie du côté gauche aient une amplitude comparable. Ainsi, négliger le terme d'inertie (qui apparaît d'ordre supérieur) pourrait introduire des erreurs significatives dans le bilan. Lighthill [41] a conclu que négliger le terme d'inertie ou non dépend du nombre de Reynolds défini comme le rapport entre l'inertie et les termes visqueux et que pour un nombre de Reynolds faible, le traitement classique du streaming acoustique est suffisant. Cependant, si le nombre de Reynolds est d'un ordre supérieur ou égal à l'unité, une équation non linéaire pour la vitesse moyenne doit être considérée.

Dans les conditions d'écoulement mentionnées ci-dessus, la loi de conservation de masse est la suivante pour le cas d'un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{I.18})$$

Pour un transducteur sphérique focalisé et axisymétrique, les équations qui régissent le mouvement de streaming, dans un milieu liquide infini, sont les suivantes:

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{u}_r)}{\partial r} = 0. \quad (\text{I.19})$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial x} = \frac{\bar{F}_{ac,x}}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial r} \right) \right]. \quad (\text{I.20})$$

$$\bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial x} = \frac{\bar{F}_{ac,r}}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_r}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial r} \right) \right]. \quad (\text{I.21})$$

où x est la composante selon l'axe de propagation et r est la composante radiale par rapport à l'axe du faisceau ultrasonore.

Conclusion

Un bref bilan de la propagation des ultrasons focalisés dans un milieu liquide chargé de particules a été dressé. Les modèles physiques et les équations régissant deux phénomènes hydroacoustiques qui en découlent (streaming acoustique et force de radiation ultrasonore) sont clairement établis et peuvent donc être étudiés et simulés de façon pertinente.

Bibliographie

- [1] Maxwell, A. D., Cain, C. A., Duryea, A. P., Yuan, L., Gurm, H. S., & Xu, Z. (2009). Noninvasive thrombolysis using pulsed ultrasound cavitation therapy–histotripsy. *Ultrasound in medicine & biology*, 35(12), 1982-1994.
- [2] Adrien POIZAT, Christian CACHARD, Bruno GILLES and Jean-Christophe BERA, « *Contrôle temporel de la cavitation ultrasonore : Application à la thrombolyse ultrasonore extracorporelle* » (thesis defended at the LabTAU in 2016)
- [3] Sakharov, D. V., Hekkenberg, R. T., & Rijken, D. C. (2000). Acceleration of fibrinolysis by high-frequency ultrasound: the contribution of acoustic streaming and temperature rise. *Thrombosis research*, 100(4), 333-340.
- [4] Chuang, Y. H., Cheng, P. W., & Li, P. C. (2013). Combining radiation force with cavitation for enhanced sonothrombolysis. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 60(1).
- [5] Libor Rufer(2007), Transducteurs électroacoustiques et ultrasonores : des macro- aux micro-systèmes, Rapport d'habilitation à diriger des recherches
- [6] Woo, J. (2002). A short history of the development of ultrasound in obstetrics and gynecology. See <http://www.ob-ultrasound.net/history1.html> (last checked 14 May 2011).
- [7] Wells, P. N. (2007). Lord rayleigh: John william strutt, third Baron Rayleigh. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 54(3).
- [8] Rayleigh, L. (1945). The theory of sound, vols. I and II.
- [9] Rudenko, O., Gurbatov, S., & Hedberg, C. (2010). *Nonlinear acoustics through problems and examples*. Trafford.
- [10] Goodman, J. W., & Narducci, L. M. (1986). Statistical Optics. *Physics Today*, 39, 126.
- [11] Goodman, J. W. (2015). *Statistical optics*. John Wiley & Sons.

-
- [12] Datta, S., Ammi, A. Y., Coussios, C. C., & Holland, C. K. (2007). Monitoring and simulating stable cavitation during ultrasound-enhanced thrombolysis. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(5), 3052-3052.
- [13] Datta, S., Coussios, C. C., McAdory, L. E., Tan, J., Porter, T., De Courten-Myers, G., & Holland, C. K. (2006). Correlation of cavitation with ultrasound enhancement of thrombolysis. *Ultrasound in medicine & biology*, 32(8), 1257-1267.
- [14] Prokop, A. F., Soltani, A., & Roy, R. A. (2007). Cavitation mechanisms in ultrasound-accelerated fibrinolysis. *Ultrasound in medicine & biology*, 33(6), 924-933.
- [15] Frenkel, J. (1955). *Kinetic theory of liquids*. Dover, New York
- [16] Skripov, V.P. (1974). *Metastable Liquids*. John Wiley and Sons
- [17] Brennen, C. E. (1995). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford University Press. ISBN 0-19-509409-3
- [18] Jones, S. F., Evans, G. M., & Galvin, K. P. (1999). Bubble nucleation from gas cavities—a review. *Advances in colloid and interface science*, 80(1), 27-50.
- [19] Prosperetti, A., Crum, L. A., & Commander, K. W. (1988). Nonlinear bubble dynamics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(2), 502-514.
- [20] Lai, C. Y., Wu, C. H., Chen, C. C., & Li, P. C. (2006). Quantitative relations of acoustic inertial cavitation with sonoporation and cell viability. *Ultrasound in medicine & biology*, 32(12), 1931-1941.
- [21] Baresch, D., Thomas, J. L., & Marchiano, R. (2016). Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers. *Physical review letters*, 116(2), 024301.
- [22] Mitri, F. G. (2017). Axial acoustic radiation force on rigid oblate and prolate spheroids in Bessel vortex beams of progressive, standing and quasi-standing waves. *Ultrasonics*, 74, 62-71.

-
- [23] O'Rourke, R. D., Wood, C. D., Wälti, C., Evans, S. D., Davies, A. G., & Cunningham, J. E. (2012). Acousto-microfluidics: Transporting microbubble and microparticle arrays in acoustic traps using surface acoustic waves. *Journal of Applied Physics*, 111(9), 094911.
- [24] L. Brillouin : Sur les tensions de radiation. *Ann. Phys.*, 4:528, 1925.
- [25] L. Brillouin : Les pressions de radiation et leur aspect tensoriel. *Journal de Physique et le Radium*, 17:379–383, 1956.
- [26] Yosioka, K., & Kawasima, Y. (1955). Acoustic radiation pressure on a compressible sphere. *Acta Acustica united with Acustica*, 5(3), 167-173.
- [27] X. Chen et R.E. Apfel : Radiation force on a spherical object in the field of a focused cylindrical transducer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(5):2443–2447, 1996.
- [28] X. Chen et R. E. Apfel : Radiation force on a spherical object in an axisymmetric wave field and its application to the calibration of high-frequency transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 99(2):713–24, 1996.
- [29] J. Lee et K.K. Shung : Radiation forces exerted on arbitrarily located sphere by acoustic tweezer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 120(2):1084–1094, 2006.
- [30] L.P. Gor'kov : On the forces acting on a small particle in an acoustic field in an ideal fluid. *Sov. Phys. Dokl*, 6:773–775, 1962.
- [31] Settness M and Bruus H (2012) On the Force Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in Viscous Fluid, *Phys. Rev.*, vol.85, 016327
- [32] Basset A B (1888) A Treatise on Hydrodynamics, *Deighton, Bell and Co*, Cambridge, U.K
- [33] Faraday M, Acoustic Streaming, *Phil. Trans.*, vol.121, pp 229(1831).
- [34] Wan Q, Wu T, Chastain J, Roberts W L, Kuznetsov A V, Ro P I (2005) Forced Convective Cooling via Acoustic Streaming in a Narrow Channel Established by a Vibrating Piezoelectric Bimorph, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 74, pp 195-206

-
- [35] Bengtsson M and Laurell T (2004) Ultrasonic Agitation in Microchannels, *Anal Bioanal. Chem.*, vol.368, pp 1716-1721
- [36] Sajjadi B, Abdul Raman A A and Ibrahim S (2015) Influence of Ultrasound Power on Acoustic Streaming and Micro bubbles Formations in a Low Frequency Sono-reactor: Mathematical and 3D Computational Simulation, *Ultrason. Sonochem.*, vol.24, pp 193-203
- [37] Bruus H , Dual J , Hawkes J , Hill M, Laurell T, Nilsson J, Radel S, Sadhal S and Wiklund M (2011) Tutorial series on acoustofluidics: Acoustofluidics—exploiting ultrasonic standing wave forces and acoustic streaming in microfluidic systems for cell and particle manipulation, *Lab. Chip* vol. 11, pp 3579-3580
- [38] Rayleigh L (1884) On the Circulation of Air Observed in Kundt's Tube, and on Some Allied Acoustical Problems, *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 175, pp 1-21
- [39] Schlichting, H., "Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen (Calculation of Plane Periodic Boundary Layer Streaming)," *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 33, No. 8, 1932, pp. 327–335.
- [40] Eckert, C., "Vortices and Streams Caused by Sound Waves," *Physical Review*, Vol. 73, No. 1, 1948, pp. 68–76.
- [41] Boluriaan S and Morris P J (2003) Acoustic streaming: from Rayleigh to today, *Aeroacoustics* vol. 2 number 3 & 4, pp 255 – 292
- [42] Lighthill S J (1978) Acoustic Streaming, *J. Sound Vibration*, vol. 61, pp 391-418
- [43] Wu J and Du G (1993) Acoustic Streaming Generated by Focused Gaussian Beam and Finite Amplitude Tonebursts, *Ultrasound in Med. & Bio.*, Vol 19. No 2, pp 167-176
- [44] Kamakura T and Breazeale M A (1995) Acoustic Streaming Induced in Focused Gaussian Beams, *J. Acoust. Soci. Am.*, 97, 2740
- [45] Nowicki A, Kowalewski T, Secomski W, Wojccik J (1998) Estimation of Acoustical Streaming: Theoretical Model, Doppler Measurements and Optical Visualization, *Eur. J. Ultrasound* 7 73–81,

-
- [46] Hariharan P, Myers M R, Robinson R A, Maruvada S H, Silwa J, Banerjee R K (2008) Direct Characterization of High Intensity Focused Ultrasound Transducers using Acoustic Streaming, *J. Acoust. Soc. Am.*, 123,1706–1719
- [47] Tan A C H and Hover F S, Correlating the Ultrasound Thrust Force with Acoustic Streaming velocity, Institute of Electrical and Electronics Engineering IEEE International (2009) 2627–2630.
- [48] Moudjed B, Botton V, Henry D, Ben Hadid H and Garandet J P (2014) Scaling and Dimensional Analysis of Acoustic Streaming Jet, *Phys. Fluids*, vol.26, 093602
- [49] Dentry M B, Yeo L Y and Friend J R (2014) Frequency Effects on the Scale and Behavior of Acoustic Streaming, *Phys. Rev.*, vol.89, 013203
- [50] Lighthill S J (1978) *Waves in Fluids*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K

Chapitre II : Méthodologie

On rappelle que l'objectif de ce travail est d'étudier les phénomènes acoustiques et hydrodynamiques qui sont mis en jeu dans un milieu liquide soumis aux ultrasons focalisés. Dans le chapitre précédent on a présenté la théorie sur la quelle on se base pour l'étude de ces phénomènes. Dans le présent chapitre on présente les méthodes expérimentales et numériques qu'on a adoptées comme outils pour l'investigation de ces phénomènes.

On fournit, d'abord, une description détaillée du dispositif expérimental mis en place permettant d'étudier l'écoulement du fluide homogène ou chargé de particules et ses interactions avec le champ ultrasonore focalisé. On explique, ensuite, la méthode expérimentale adoptée, et qui a consisté la technique de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Enfin, on détaille l'approche numérique qui a été mise en œuvre à travers une simulation CFD (Computational Fluid Dynamics) utilisée pour modéliser ces écoulements générés.

II.1 Le dispositif expérimental :

La figure II.1 présente l'ensemble du dispositif expérimental mis en œuvre. Il comprend essentiellement deux parties : la réalisation de l'expérience, proprement dit, du fluide soumis aux ultrasons et le dispositif optique de mesure. La première partie comprend principalement le système de génération de l'onde ultrasonore. La génération de cette onde passe par la génération d'un signal électrique, par l'amplification de ce signal, puis par une adaptation d'impédance électrique du transducteur utilisé, et enfin par la transformation du signal en un signal acoustique à l'aide du transducteur piézo-électrique. L'onde générée se propage dans une cuve remplie d'eau dans laquelle est immergé le transducteur et où vont apparaître les écoulements que nous étudierons. La deuxième partie (le dispositif optique de mesure) est basée sur le système de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) qui comporte un générateur laser, un montage optique composé d'un assemblage de lentilles et de miroirs (pour obtenir une feuille laser et pour éclairer toute la région d'intérêt), une caméra rapide pour enregistrer les images et un ordinateur pour l'acquisition et le traitement des données. Dans ce qui suit, sont détaillés tous les composants du dispositif expérimental.

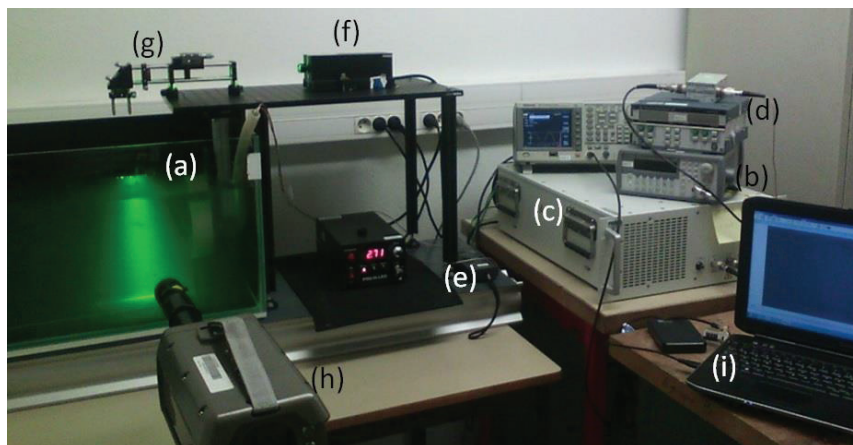
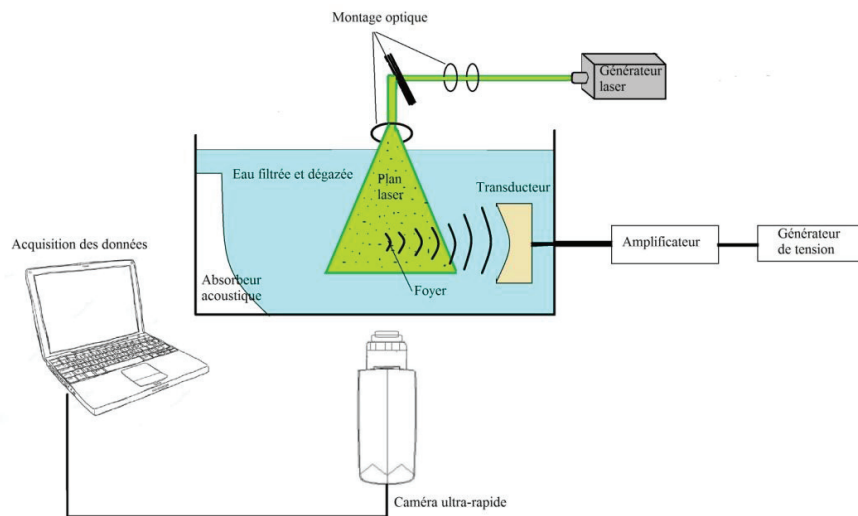


Fig. II.1 Schéma et photo du montage expérimental : {système de génération des ondes: (a) Transducteur ultrasonore, (b) Générateur de tension, (c) Amplificateur, (d) wattmètre, (e) thermocouple}, {Système de mesure PIV: (f) Laser, (g) ensemble optique, (h) Caméra rapide CMOS, (i) acquisition des données}

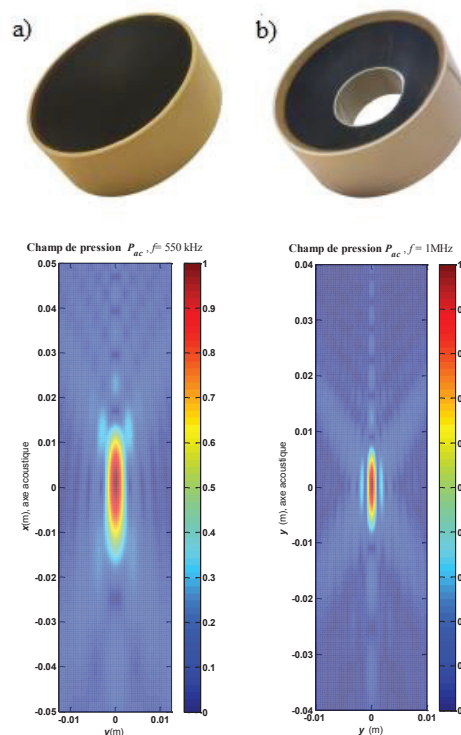
II.1.1 La cuve d'eau, milieu de propagation

Les expériences ont été réalisées dans une cuve de 96 litres d'eau dégazée et filtrée (taux d'oxygène dissous $<2\text{mg.l}^{-1}$). Les parois de cette cuve sont faites de verre, et elles sont recouvertes de plaques en aluminium peintes en noir mat (à l'exception de la paroi de face qui permet l'accès optique à la caméra) pour éviter les réflexions de la lumière laser. L'eau a étéensemencée avec des particules sphériques de polyamide PSP (DANTEC DYNAMICS) dont la densité, proche de celle de l'eau, est de 1030 kg.m^{-3} [1]. Les expériences ont été menées avec des particules de différentes tailles (de diamètre égal à 5, 20 et $50\text{ }\mu\text{m}$). Elles ont été ajoutées à l'eau avec une concentration allant de $0,09$ à $0,18\text{ g.m}^{-3}$ dont le choix est justifié dans la partie suivante portant sur le traitement PIV. Un absorbeur d'ultrasons en cire a été

placé au fond de la cuve face à la source ultrasonore afin d'éviter les réflexions de l'onde et la génération d'ondes stationnaires.

II.1.2 Le transducteur ultrasonore

Pour générer les ondes ultrasonores, on a utilisé alternativement deux transducteurs piézoélectriques (IMASONIC) sphériques et focalisés (le premier est de longueur focale égale à 10 cm et de diamètre égal à 10 cm, le deuxième est de longueur focale égale à 8 cm et de diamètre égal à 10 cm) (voir Figure II.2). Le transducteur a été immergé dans la cuve à 10 cm de la surface libre d'eau et alimenté à sa fréquence de résonance ($f=550$ kHz pour le premier transducteur et $f=1$ MHz pour le deuxième). Ces transducteurs sont mis en œuvre au LabTAU pour les recherches sur la thrombolyse ultrasonore ce qui nous permet d'étudier les écoulements aux mêmes échelles et dans les mêmes conditions que celles des expériences sur la sonothrombolyse in vitro. L'utilisation de ces deux fréquences, pourra par la suite nous permettre de voir l'influence de la fréquence sur les phénomènes étudiés.



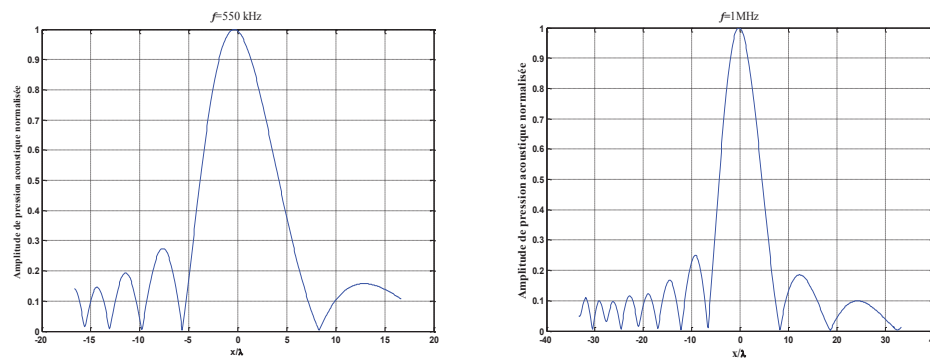


Fig. II.2: Sources ultrasonores focalisées. Haut : Photo des deux transducteurs utilisés, Milieu : champs de pression acoustique normalisée correspondants (simulation par intégrale de Rayleigh). Bas : Profils de pression acoustique correspondants selon l'axe de propagation (a) : $f=550$ kHz, (b) : $f= 1$ MHz

II.1.3 Le signal électrique

- Le générateur de tension

Le signal d'excitation du transducteur a été induit par un générateur de tension (TEKTRONIX AFG3102, 100 MHz) qui fournissant à la sortie et en continu, un signal sinusoïdal d'amplitude allant de 25 à 275 mV pour le premier transducteur et de 50 à 175 mV pour le deuxième transducteur.

- L'amplificateur

Un amplificateur de puissance (PRANA DP300, gain de 53 dB), a été utilisé pour amplifier le signal délivré au transducteur lui permettant de générer une amplitude de pression acoustique maximale au foyer allant de 2.6 à 18,4 bar pour le premier transducteur et de 2 à 10.5 bar pour le deuxième transducteur. La chaîne complète de génération ultrasonore a été calibrée à l'aide d'un hydrophone (MÜLLER-PLATTE NEEDLE PROBE, M60-1L) ayant une sensibilité de $1.14 \text{ mV} \cdot \text{bar}^{-1}$.

L'adaptation de l'impédance électrique entre l'amplificateur et l'élément piézoélectrique est réalisée par un dispositif de self et transformateur.

II.1.4 Le générateur laser

Le système de mesure PIV comportait une source laser (CHANGCHUN NEW INDUSTRIES OPTOELECTRONICS MGL-F-532-2W) de longueur d'onde égale à 532 nm, fonctionnant en mode continu et pulsé (selon les tests effectués) et générant un faisceau lumineux de 2 mm de diamètre. Pour les tests de stabilité et de détermination du temps d'établissement du régime de l'écoulement (voir partie : Détails du traitement PIV adopté), le régime pulsé du laser a été adopté. Ceci s'explique par le fait que ces tests demandaient plus d'une minute d'enregistrement, donc un temps relativement long quant à l'éclairage avec le laser qui peut générer un échauffement du fluide susceptible d'influencer l'écoulement. Pour éviter cette contrainte de chauffage le générateur laser a été synchronisé avec la caméra et avec un générateur de tension qui délivrait, pendant 5 minutes, un signal pulsé de rapport cyclique égal à 0.1. Pour les essais en régime établi, les enregistrements duraient seulement 8 secondes environ, ce qui assure un bon compromis entre la puissance lumineuse et puissance de chauffage du laser permettant de réaliser les essais avec le laser en mode continu.

II.1.5 Le système optique

Le faisceau laser a été converti, à l'aide d'un système optique constitué d'un ensemble de lentilles (THORLABS : une lentille concave de diamètre égale à 25.4 mm et d'une longueur focale égale à 75 mm, une lentille convexe de même diamètre et de longueur focale égale à 125 mm et deux lentille cylindrique de diamètre égale à 25.4 mm et de longueur focale égale à 50mm) et d'un miroir, en une feuille laser de 20 cm de longueur et 250 μm d'épaisseur. Ce plan laser a permis d'éclairer la zone d'intérêt qui est la zone d'apparition de l'écoulement, en particulier, la zone focale.

II.1.6 La caméra rapide

L'écoulement des particules d'ensemencement, a été enregistré par une caméra CMOS (VISION RESEARCH PHANTOM V12.1) grâce à la lumière qu'elles diffusent. Des images dont la résolution est de 1280 x 800 pixels ont été acquises à une fréquence de 24 à 60 images par seconde pour les enregistrements en champ libre et de 100 à 400 images par seconde pour les enregistrements en camp confiné. A titre d'exemple, les dimensions du champ de mesure qui en résulte pour les essais en champ libre étaient de 9 cm x 5,6 cm.

Pour des mesures rigoureuses on a commencé par positionner l'axe du transducteur (celui de la propagation acoustique) perpendiculairement au plan laser et à l'axe de l'objectif de la caméra.

II.2 Vélocimétrie par imagerie de particules (PIV)

II.2.1 Principe de la PIV

La PIV est une technique optique de mesure de vitesse qui permet d'obtenir les déplacements moyens des traceurs dans un écoulement de fluide sur un court intervalle de temps et ceci en comparant deux images successives d'un plan éclairé dans cet écoulement. Par la suite, la vitesse dudit écoulement peut être calculée.

- L'ensemencement :

La technique PIV consiste, tout d'abord, à ensemencher le fluide par des particules d'ensemencement, parfois appelées « traceurs », qui servent d'indicateurs pour suivre le mouvement du fluide et donner une information sur la vitesse de l'écoulement. Les caractéristiques des particules, à savoir leur densité, leur distribution de taille (par rapport à la quantité introduite) et leur diamètre imagé, sont des paramètres importants quant à la qualité de l'analyse PIV.

- Eclairage du champ de mesure :

Afin de détecter les particules d'ensemencement et les rendre visibles à la caméra, une lumière vient éclairer le champ de mesure. Les particules diffusent la lumière reçue permettant ainsi leur détection. Il s'agit généralement d'une lumière laser, émise en mode pulsé ou continu, qui éclaire un seul plan de l'écoulement, ce qui fait de la PIV une méthode 2D. Une combinaison étudiée de lentilles sphériques et cylindriques permet d'étaler le faisceau laser pour créer une feuille ou un plan laser, d'ajuster l'épaisseur et la longueur du plan et de focaliser le maximum de puissance laser dans le champ de mesure.

- Enregistrement des images :

La capture des images des particules dans le champ de mesure se fait par une caméra dont la technologie choisie dépend de la vitesse de l'écoulement mesurée et de la résolution souhaitée. Elle peut être une caméra avec capteur CCD (Charge-Coupled Device) ou une

caméra rapide avec capteur CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor). L'ouverture de la caméra détermine la zone qui va être surveillée par la lentille du système de capture. Régulièrement captée (à des intervalles de temps correspondant à la fréquence d'acquisition de la caméra), cette zone est ainsi projetée sur un support d'enregistrement numérique afin d'être traité ultérieurement.

- Traitement des images

Enfin, arrive l'étape du traitement de l'information, qui consiste à la comparaison de deux images successives. Ces deux images sont divisées en petites sous-zones appelées fenêtres d'interrogation. Une fenêtre d'interrogation de la première image est comparée à une fenêtre d'interrogation de la seconde image, au même emplacement, en utilisant une corrélation qui fournit le pic de déplacement. Connaissant l'emplacement du pic dans la matrice de corrélation, il en résulte le vecteur de déplacement le plus probable pour cette zone particulière (zone d'interrogation). Le processus est répété pour toutes les autres fenêtres d'interrogation de la paire d'images, donnant le résultat à un champ de vitesse complet de l'écoulement.

II.2.2 Détails du traitement PIV adopté

Pour résoudre le champ de vitesse des particules d'ensemencement, chaque paire d'images a été corrélée en utilisant « PIVlab open source » (un ensemble de routines construites sous MATLAB [2]).

- Prétraitement :

Il convient de noter qu'un prétraitement a été, tout d'abord, appliqué aux images brutes avant de commencer la résolution du champ de vitesse. Ceci, afin d'améliorer le contraste, de réduire le bruit, d'homogénéiser les intensités d'images des particules et d'éviter une distorsion de la fonction d'inter-corrélation, en particulier, pour le cas des grosses particules d'ensemencement utilisées. Deux prétraitements ont été utilisés dans notre cas ; à savoir, une égalisation du contraste appelée CLAHE (Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization) et un filtrage pour éliminer le bruit de fond.

Le prétraitement CLAHE est une méthode introduite par Pizer et al. [3]. L'avantage de cette méthode c'est qu'elle ne s'applique pas sur l'histogramme total de l'image, mais sur de petites

divisions de l'image appelées tuiles, afin de diminuer l'effet de la distribution d'intensité gaussienne du faisceau laser (non homogénéité du contraste de l'image). Dans la méthode CLAHE, le contraste de chaque tuile est optimisé par l'égalisation d'histogramme. Les régions à faible exposition et les régions à forte exposition sont donc optimisées indépendamment. Après l'égalisation de l'histogramme, toutes les tuiles voisines sont combinées en utilisant une interpolation bilinéaire, qui résulte en une image sans limites visibles entre les tuiles. Cette méthode améliore, ainsi, de manière significative la probabilité de vecteurs valides dans les images expérimentales [4].

Pour éliminer le bruit, un filtre adaptatif « wiener2 », dont le principe est de minimiser l'erreur quadratique moyenne entre l'image bruitée estimée et l'image non bruitée souhaitée, a été adopté.

- Algorithme d'inter-corrélation :

Afin de comparer les paires d'images, l'algorithme de Transformée de Fourier Rapide (FFT) a été adopté. C'est un algorithme en domaine fréquentiel qui utilise la transformée de Fourier. Cette approche utilise des fenêtres d'interrogation de même taille.

Certes cet algorithme présente des inconvénients par rapport à d'autres méthodes de comparaison comme la DCC (Direct Cross Correlation) et qui sont le bruit de fond relativement élevé et l'erreur induite par la possibilité d'un déplacement des particules en dehors de la fenêtre d'interrogation, mais il présente un avantage majeur celui du coup de calcul faible en terme de temps comparé au coup des algorithmes de résolutions spatiale. En outre, les inconvénients qu'on vient de citer peuvent être résolus de plusieurs façons : on peut ou bien augmenter la taille de la fenêtre d'interrogation de sorte que le déplacement des particules reste toujours inférieur à cette taille, et l'idéal serait que cette taille soit supérieure à 4 fois le déplacement des particules [5], ou bien introduire une routine de correction qui répète l'algorithme FFT sur la même paire d'images en commençant par une fenêtre d'interrogation assez large puis en réduisant, à chaque répétition ou « passe », la taille de la fenêtre [6]. Cet algorithme corrigé a été basé sur une évaluation initiale des vecteurs de vitesse sur de larges fenêtres d'interrogation (128 pixels x 128 pixels) ayant un rapport signal / bruit élevé (SNR) induit par le grand nombre de particules dans la zone d'interrogation. Ce champ de vitesse initial a été, ensuite, utilisé dans les itérations ou les « passes » suivants, où la zone d'interrogation a, progressivement, été réduite pour atteindre finalement une taille de

32x32 pixels (environ 2,2 sur 2,2 mm). Cette taille finale de la fenêtre d'interrogation est, en effet, la taille optimale qui a été sélectionnée pour le traitement suite à un test de convergence de vitesse en fonction de la taille de la fenêtre finale choisie.

Concernant l'optimisation de la densité des particules par fenêtre d'interrogation et de la taille imagée des particules, il est généralement préféré que la fenêtre d'interrogation compte plus que 5 images de particules [7], tout en n'étant pas trop chargée d'images de particules, chose qui fait augmenter le taux des corrélations erronées [8]. Pour satisfaire cette condition, on a introduit la quantité de particules mentionnée dans la première partie et qui a permis d'avoir entre 5 et 20 particules par fenêtre. Il est, également, conseillé que le diamètre de l'image de particule optimale soit égal à 1,5 pixel environ [9], un diamètre au-dessus duquel la précision de la corrélation diminue [10]. En revenant à la distribution de taille des particules les plus grosses qu'on a utilisées (diamètre égal à 50 μ m), la taille la plus élevée qui puisse exister est de 70 μ m de diamètre [1] correspondant à 1 Pixel dans notre cas. Et ceci montre bien qu'on reste dans les normes.

- Recherche du pic de corrélation

L'emplacement du maximum entier de la matrice de corrélation peut être raffiné avec une précision sous-pixel qui améliore la rigueur du calcul de champ de vitesse. Connaissant la position du pic dans la matrice de corrélation, une fonction gaussienne a été ajustée à la distribution d'intensité dans la matrice. Il suffisait de prendre uniquement trois pixels adjacents au pic et faire l'ajustement pour les deux composantes de déplacement (2 ajustements à 3 points). Et c'est pour cela que cette technique est appelée « Gauss 2.3 fit » En effet, les images de particules individuelles correspondent étroitement à une distribution gaussienne d'intensité, et l'inter-corrélation de deux gaussiennes donnent une matrice de corrélation avec une distribution gaussienne aussi. Le pic de la fonction ajustée est utilisé pour déterminer le déplacement des particules plus exactement avec une précision sous-pixel. Ce genre d'estimateur sous-pixel, qui constitue la norme dans le traitement PIV, fonctionnait très bien dans notre cas (voir Figure II.3).

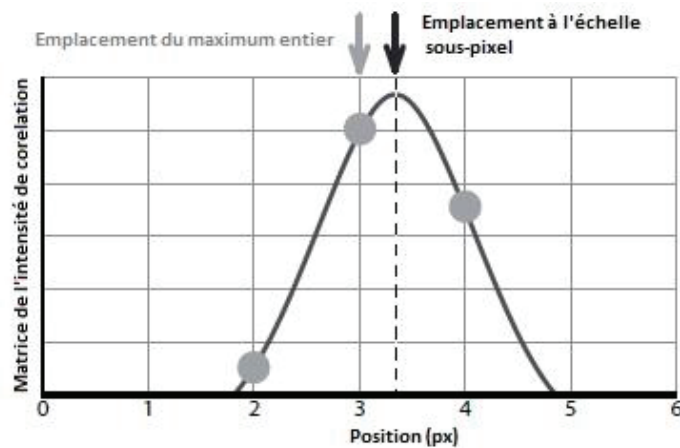


Fig. II.3 : Principe de la méthode Gaussienne 2 · 3-point de lissage : Fonction gaussienne ajustée (en trait plein)
Distribution des intensités dans la matrice de corrélation (points). Un seul axe est présenté ici.

- Post-traitement

Bien que les algorithmes d'inter-corrélation soient robustes et capables d'estimer la vitesse dans les zones d'interrogation, un mauvais éclairage ou des réflexions de lumière dans la feuille laser provoquent un certain nombre de corrélations erronées. Pour cela, le post-traitement des données PIV est indispensable pour obtenir des résultats fiables. Afin de valider les vecteurs vitesse obtenus, le filtre médian local ou le test médian normalisé proposé par Westerveel et Sacarano [11] a été choisi. Ce teste évalue la fluctuation de la vitesse par rapport à la valeur médiane des 8 voisins du vecteur central où on applique le principe de dichotomie. Considérant une intensité seuil s ; alors la médiane des n variables x_1, \dots, x_n (n étant impair) sera supérieure ou égale à s si et seulement si la majorité de ces n variables sont supérieures ou égales à s . Donc, si on appelle "clairs" les niveaux de gris supérieurs ou égaux à s , et "sombres" ceux qui sont inférieurs s , le filtre médian rendra un pixel "clair" ou "sombre" selon que la majorité des pixels qui l'entourent dans la fenêtre soient "clairs" ou "sombres". Le principe numérique de ce filtre est donné par l'équation suivante

$$r^*_0 = (U_0 - U_m) / (r_m + \epsilon) = 2 \quad [11] \quad (\text{II.1})$$

Avec r^*_0 le résidu normalisé, U_0 , le vecteur de déplacement à valider, U_m le vecteur médian des 8 vecteurs U_i voisins de U_0 , r_m la valeur médiane de $r_i = \text{abs}(U_i - U_m)$ et $\epsilon = 0.1\text{px}$ [12].

Ce filtre a été appliqué à la zone focale où les vitesses d'écoulement sont importantes. En ce qui concerne le champ lointain où la vitesse est presque nulle, un seuil de vitesse a été choisi avec un écart type très faible par rapport à la vitesse moyenne dans cette zone. Après élimination des vecteurs aberrants, les vecteurs manquants ont été remplacés par les données interpolées.

- Choix du nombre d'images traitées et du temps d'enregistrement :

Il convient de noter que la vitesse moyenne résolue est la moyenne de 200 champs de vitesse correspondant à 200 paires d'images capturées sur 8 secondes, environ, dans le régime établi. Pour s'assurer de la rigueur des résultats ainsi que de la stabilité de l'écoulement, on a testé la convergence du nombre de paires d'images traitées et constaté qu'un nombre de 20, 50, 100 et 200 paires d'images donnent le même résultat (voir la Figure II.4). Ainsi, 100 et/ou 200 paires d'images (selon les tests effectués), utilisées dans notre cas, étaient suffisantes pour avoir un champ suffisamment moyenné. La stabilité de l'écoulement du streaming a été, aussi, confirmée.

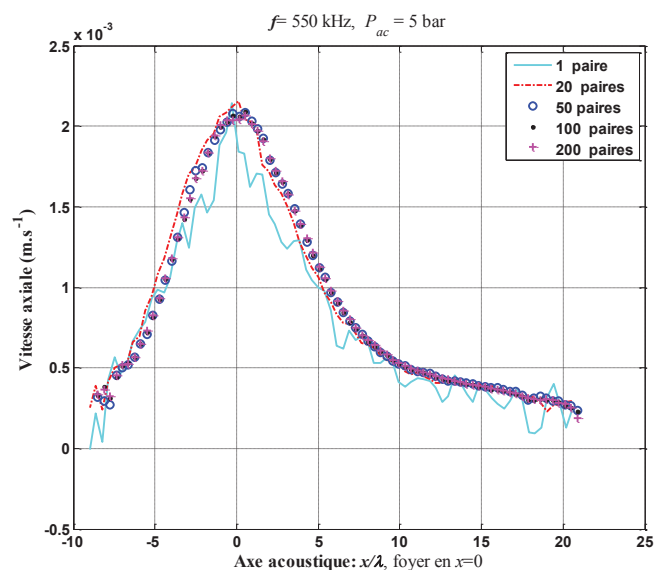


Fig. II.4 Convergence de la vitesse moyennée en fonction du nombre de paires d'images à traiter (la position x est normalisée par la longueur d'onde λ)

Afin de déterminer l'instant d'enregistrement optimal, le test suivant a été réalisé : Un enregistrement des images commençant simultanément avec l'enclenchement du transducteur et ayant une durée de 5 minutes a été effectué. Le premier enregistrement commençait au

temps moyen $t_0 = 1$ seconde après le début des tirs ultrasonores. Ensuite, les champs de vitesse ont été moyennés sur 2 secondes (c'est-à-dire sur 50 paires d'images) toutes les 20 secondes. Une stabilité de l'écoulement du streaming a été observée. Les données PIV ont montré que pour une fréquence $f=550$ kHz, les champs de vitesse enregistrés après 40 secondes étaient à peu près les mêmes (voir la Figure II.5), et que l'écoulement près du foyer atteint l'état stationnaire. Sur la base de cette analyse, la caméra a été déclenchée pour enregistrer l'écoulement après 60 secondes de la mise en marche du transducteur afin de garantir l'établissement du régime stationnaire. Pour une fréquence presque double (1 MHz), les champs de vitesse enregistrés après 120 secondes étaient confondus (voir la Figure II.6) et l'écoulement atteint l'état stationnaire près du foyer. La caméra a été alors déclenchée pour enregistrer l'écoulement après 120 secondes de la mise en marche du transducteur.

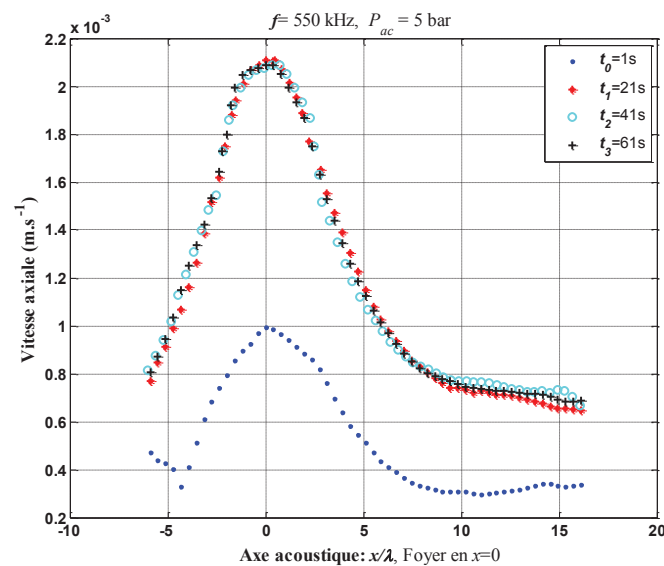


Fig. II.5 Profils de la vitesse moyenne le long de l'axe acoustique pour différents instant t d'enclenchement de la caméra par rapport à l'instant de l'enclenchement du transducteur, $f=550$ kHz

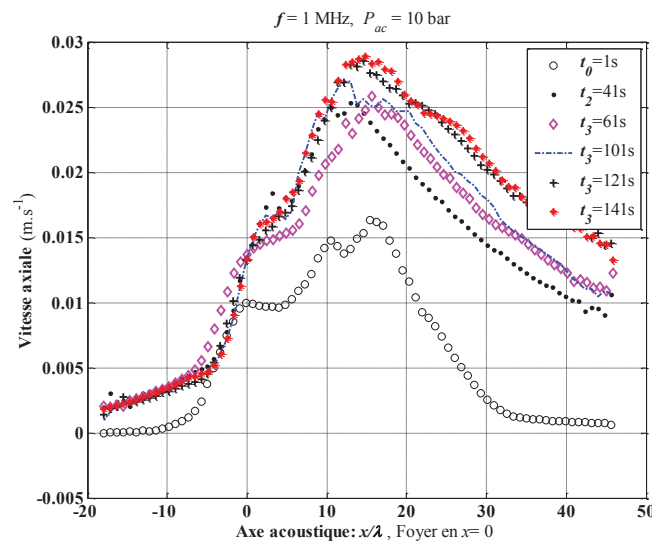


Fig. II.6 Profils de la vitesse moyenne le long de l'axe acoustique pour différents instant t d'enclenchement de la caméra par rapport à l'instant de l'enclenchement du transducteur, $f=1\text{MHz}$

II.3 Simulation numérique :

En parallèle avec les tests expérimentaux qui ont été réalisés, des tests numériques à l'aide du logiciel de simulation numérique Fluent, ont été effectués. Ceci était dans le but, d'une part, de valider ces travaux numériques avec les résultats expérimentaux obtenus, et d'autre part, dans le but de réaliser des essais avec des configurations géométriques plus complexes qui pourraient être difficiles à réaliser expérimentalement. Cet outil de prédiction des écoulements des fluides utilise un solveur basé sur la méthode des volumes finis.

II.3.1 Géométrie

Le modèle géométrique faisant l'objet de cette simulation reproduit les dimensions de la cuve utilisée dont le volume mouillé était de 0.096 m^3 (de 60 cm de longueur X 40 cm de profondeur X 40 cm de largeur).

II.3.2 Maillage

Le même nombre de maille utilisé pour la représentation du champ acoustique expérimental appliqué, a été construit pour le solveur. Un maillage structuré, qui comptait 120000 mailles régulières de 1mm de côté chacune, a été construit. Le modèle géométrique avec son maillage sont illustré dans la Figure II.7.

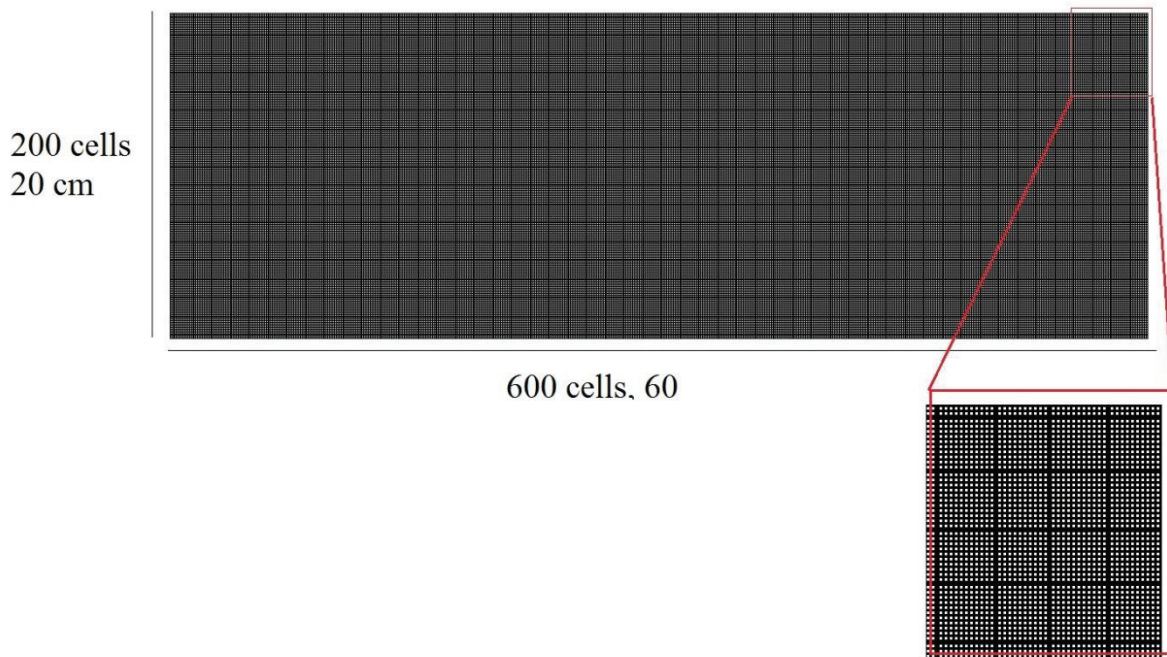


Fig. II.7 Maillage du modèle géométrique

II.3.3 Paramètres du solveur et conditions aux limites

Vue la symétrie du champ acoustique appliqué par rapport à la composante radiale, la simulation a été effectuée à l'aide d'un solveur 2D-axisymétrique. Le modèle étant axisymétrique, la profondeur introduite était de 20 cm avec une condition d'axe de symétrie sur l'axe médian. Les conditions sur les autres côtés du domaine étaient des conditions de symétrie qui traduisent mathématiquement l'infinité du domaine de calcul et donc l'absence de gradients sur ces limites. Concernant le modèle visqueux, on a adopté le modèle laminaire, donc aucune condition d'intensité de turbulence n'a été introduite dans les conditions aux limites.

Le terme source traduisant la force de radiation qui s'applique sur les particules fluides et qui induit l'écoulement de streaming a été introduit dans les équations de mouvement du solveur pour les deux dimensions axiale et radiale. Cette force a été construite numériquement à partir des données expérimentales de la vitesse et de la pression acoustique. Le terme source de radiation n'étant pas une fonction prédéfinie sous Fluent, il a fallu créer un interfaçage et introduire des programmes UDF (User Defined Function) écrits en langage C et qui peuvent être chargés dynamiquement avec le solveur Fluent pour améliorer ses fonctionnalités

standard, et ainsi, pouvoir modéliser cette force. Un schéma explicatif de la démarche de l'introduction du terme source dans le solveur est donné par la Figure II.8, et le programme UDF créée pour ajouter le terme source, est illustré dans la Figure II.9. Ce programme englobe les étapes 3 et 4 de la Figure II.8 et ne donne que le terme source de la composante axiale.

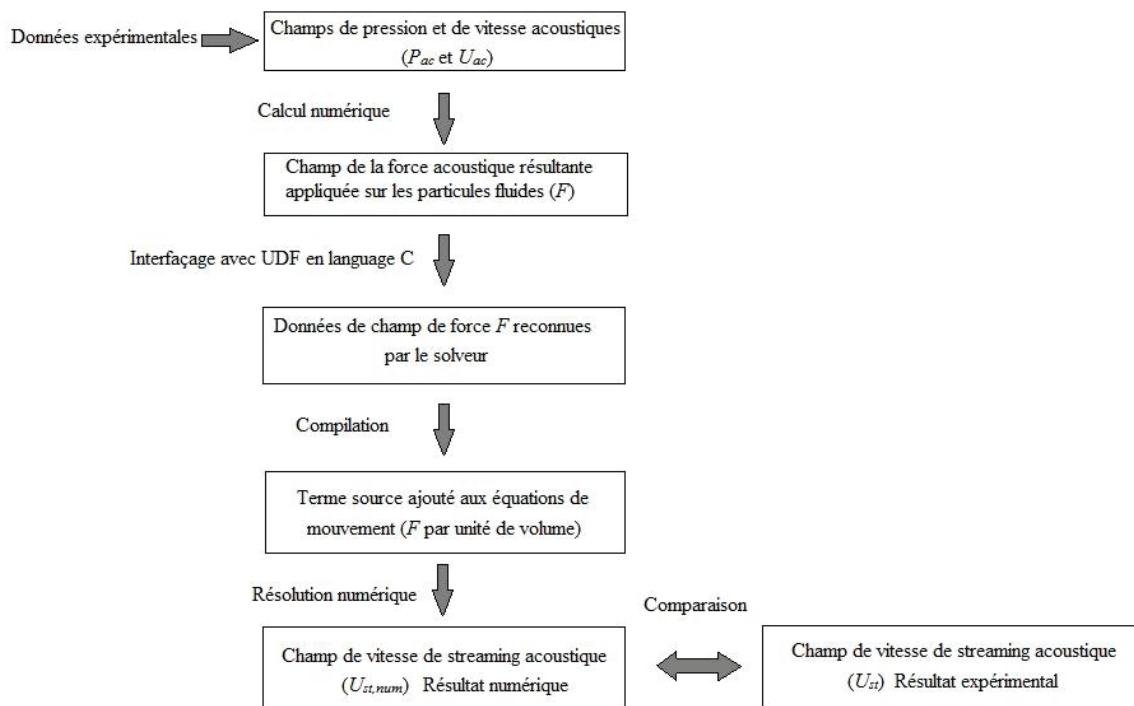


Fig. II.8 Etapes de la simulation numérique et de la comparaison numérique VS expérimental

```
#include "udf.h"
#include "stdio.h"
float axstreaming[120000];

DEFINE_ADJUST(source_x,d)
{
  int i;
  FILE *rfile;
  FILE *wfile;
  rfile = fopen(" chemin du fichier de la composante axiale de la force de streaming ");
  for (i=0;i<120000;i++)
  {
    fscanf (rfile,"%f\n", &axstreaming[i]);
  }
  fclose(rfile);
  wfile = fopen(" fichier du vecteur axial de force de streaming", "w");
  for (i=0;i<120000;i++)
  {
    fprintf(wfile,"%g\n",axstreaming[i]);
  }
  fclose(wfile);
}

DEFINE_SOURCE(xmom_source,c,t,dS,eqn)
{
  dS[eqn]=0.0;
  return axstreaming[c];
}
```

Partie acquisition des données du champ de force et affectation aux mailles du modèle numérique

Partie ajout du terme source suivant les données entrées

Fig. II.9 Scripte du programme C construit pour la composante axiale de la force acoustique

Une idée sur les dimensions du modèle simulé (mêmes dimensions que la cuve) par rapport à la taille de la fenêtre du champ d'écoulement captée par la caméra, est donnée par la Figure II.10.

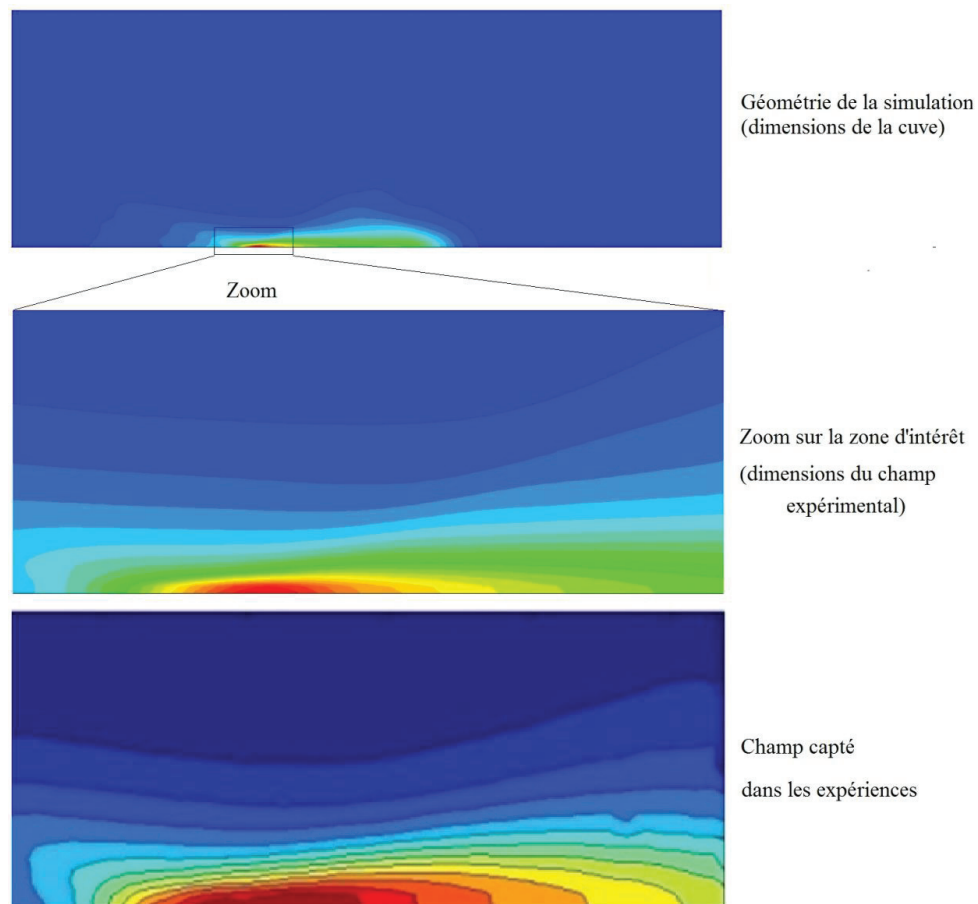


Fig. II.10 Dimensions des champs simulés par rapport aux dimensions réelles

Conclusion

Dans ce chapitre, on a expliqué la méthodologie du travail et les outils (expérimentaux et numériques) mis en œuvre pour l'étude des phénomènes hydroacoustiques générés dans un liquide soumis aux ultrasons focalisés. Ces outils ont permis d'aboutir à des résultats concernant l'évaluation de la technique PIV, concernant l'effet de la force de radiation ultrasonore sur les particules solides en suspension dans le liquide et concernant la caractérisation du streaming acoustique, lesquels résultats sont présentés en détails dans les deux chapitres suivants.

Bibliographie

- [1] DANTEC Dynamics, SAFEX® Fog Generator Systems, “Safe Seeding for Flow Visualisation and LDA Applications”
- [2] Thielicke W and Stamhuis E J (2014) PIVlab – Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB (version 1.4)
- [3] Pizer, S. M., Amburn, E. P., Austin, J. D., Cromartie, R., Geselowitz, A., Greer, T., Ter Haar romeny, B., Zimmerman, J. B., and Zuiderveld, K. 1987. Adaptive Histogram Equalization And Its Variations. *Computer Vision, Graphics, and Image Processing* 39, 3 (Sept.), 355–368
- [4] Shavit U, Lowe RJ, Steinbuck JV (2007), Intensity Capping: a simple method to improve cross-correlation PIV results. *Exp Fluids* 42:225
- [5] Keane, R. D., & Adrian, R. J. (1990). Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems. *Measurement science and technology*, 1(11), 1202.
- [6] Scarano, F., & Riethmuller, M. L. (1999). Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids*, 26(6), 513-523.
- [7] Keane, R. D., & Adrian, R. J. (1992). Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied scientific research*, 49(3), 191-215.
- [8] Thielicke, W. 2014 *The Flapping Flight of Birds –Analysis and Application* Ph.D. thesis Rijks universiteit Groningen.
- [9] **Raffel, M., Willert, C.E., Wereley, S.T., Kompenhans, J.** Particle Image Velocimetry A Practical Guide 2nd ed. 2007, XX, 448 p.
- [10] Guezennec YG and Kiritsis N, 1990, Statistical investigation of errors in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*,10, 138-146.
- [11] Westerweel J and Scarano F (2005) Universal Outlier Detection for PIV Data, *Exp. Fluids*, vol.39, pp 1096-1100
- [12] Westerweel J. (2000): Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry, *Exp. Fluids*, 29, pp. S3–S12.

*Chapitre III: Evaluation de la PIV
en présence d'un champ ultrasonore
focalisé. Effet de la force de
radiation sur les particules solides*

Comme évoqué dans le chapitre précédent, la méthodologie du travail a consisté, en grande partie, en une approche expérimentale basée sur la technique PIV. Le présent chapitre est consacré à l'évaluation de la pertinence des mesures obtenues par cette technique (plus précisément du choix de la taille des particules d'ensemencement) et à l'identification des particules les plus appropriées pour la PIV en présence d'un champ ultrasonore focalisé. Ce chapitre est aussi consacré à l'étude de l'effet de la force de radiation sur la nature de l'écoulement des particules et présente une explication généralisée de l'interaction des particules solides en suspension dans un liquide avec le champ ultrasonore.

III.1 Champs de vitesse des particules : irrégularité du comportement des particules

Les résultats de mesure des champs de vitesse de particules obtenus sont illustrés dans la Figure III.1, qui présente, pour les trois tailles des particules utilisées, la distribution de la composante de vitesse axiale dans le plan $(x/\lambda, y/\lambda)$; où x est la direction de propagation de l'onde ultrasonore, y la composante radiale et λ la longueur d'onde ultrasonore.

D'après cette figure, on peut remarquer que les champs de vitesse mesurés par PIV présentent des différences au niveau de la zone focale du champ ultrasonore. Dans cette zone, les valeurs de vitesse tant des particules moyennes ($2a = 20 \mu\text{m}$) que des grosses ($2a = 50\mu\text{m}$) particules sont inférieures à celles des petites particules ($2a = 5 \mu\text{m}$). Elles ont significativement diminué au foyer réservé aux grosses particules. En outre, en augmentant la pression acoustique appliquée au foyer, un point d'arrêt se forme en amont du foyer géométrique du transducteur, position en aval de laquelle, la vitesse devient presque nulle. Les mêmes résultats sont résumés dans le Tableau III.1 qui montre les fortes disparités de l'amplitude de vitesse maximale atteinte en fonction de la taille des particules.

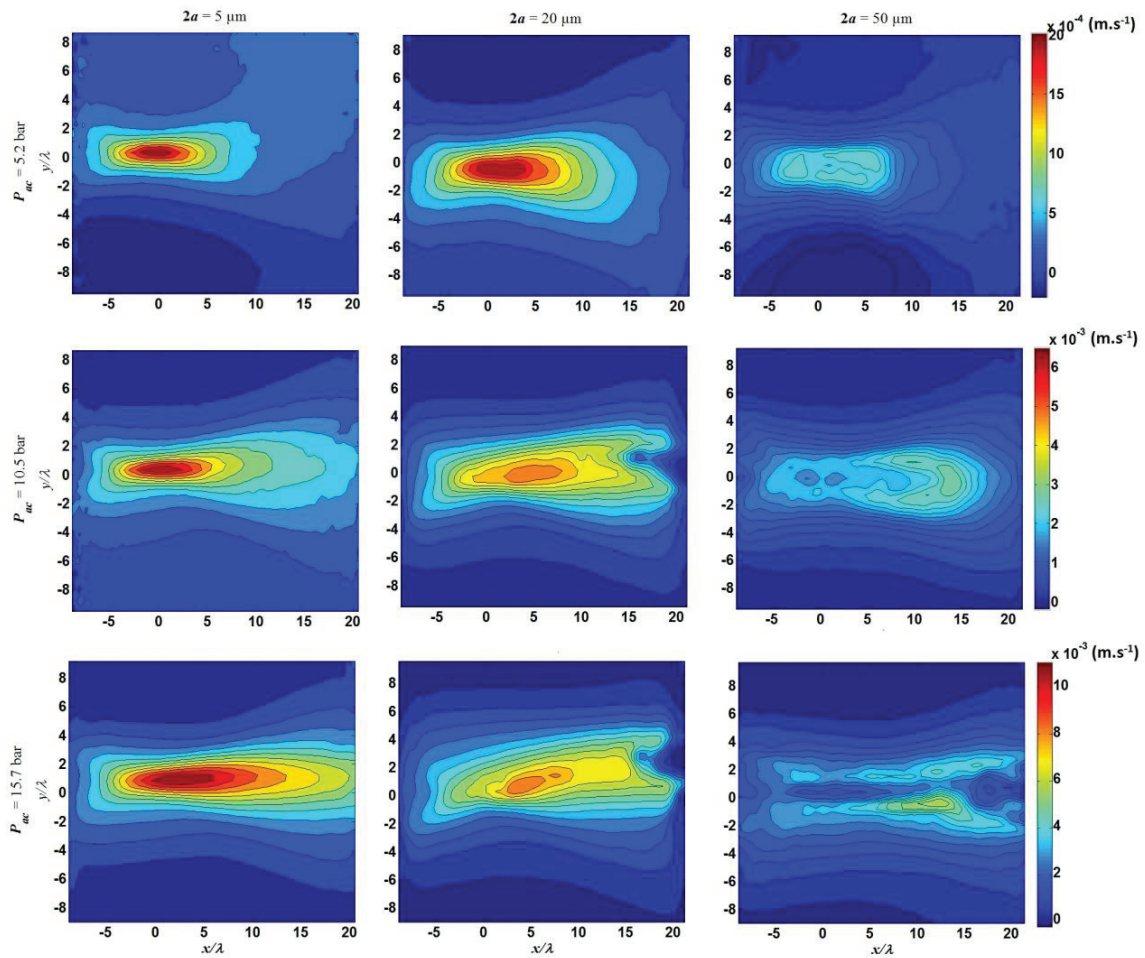


Fig. III.1 Distribution de la composante axiale de la vitesse des particules dans le plan de mesure (x/λ , y/λ) pour différentes pressions acoustiques appliquées (lignes), et différents diamètres de particules (colonnes) : L'onde ultrasonore est émise du côté gauche, et le point (0,0) correspond au foyer géométrique de l'onde.

Tableau III .1 Vitesse axiale maximale au foyer ($m.s^{-1}$)

	$P_{ac} = 5 \text{ bars}$	$P_{ac} = 10 \text{ bars}$	$P_{ac} = 15 \text{ bars}$
$2a = 5 \mu\text{m}$	2.2×10^{-3}	6.3×10^{-3}	11×10^{-3}
$2a = 20 \mu\text{m}$	2×10^{-3}	5.2×10^{-3}	8.6×10^{-3}
$2a = 50 \mu\text{m}$	0.6×10^{-3}	2×10^{-3}	3×10^{-3}

Le comportement particulier des grosses et des moyennes particules apparait plus clairement sur les images brutes de la Figure III.2. En effet, quand l'intensité acoustique augmente, les moyennes et les grosses particules ne pénètrent plus dans la zone focale à forte intensité acoustique. Pour le cas des grosses particules, celles-ci se mettent sur des lignes situées de

part et d'autre du foyer, et au cours du temps une agglomération de particules se forme et grossit de plus en plus en amont du foyer, formant ainsi un point d'arrêt.

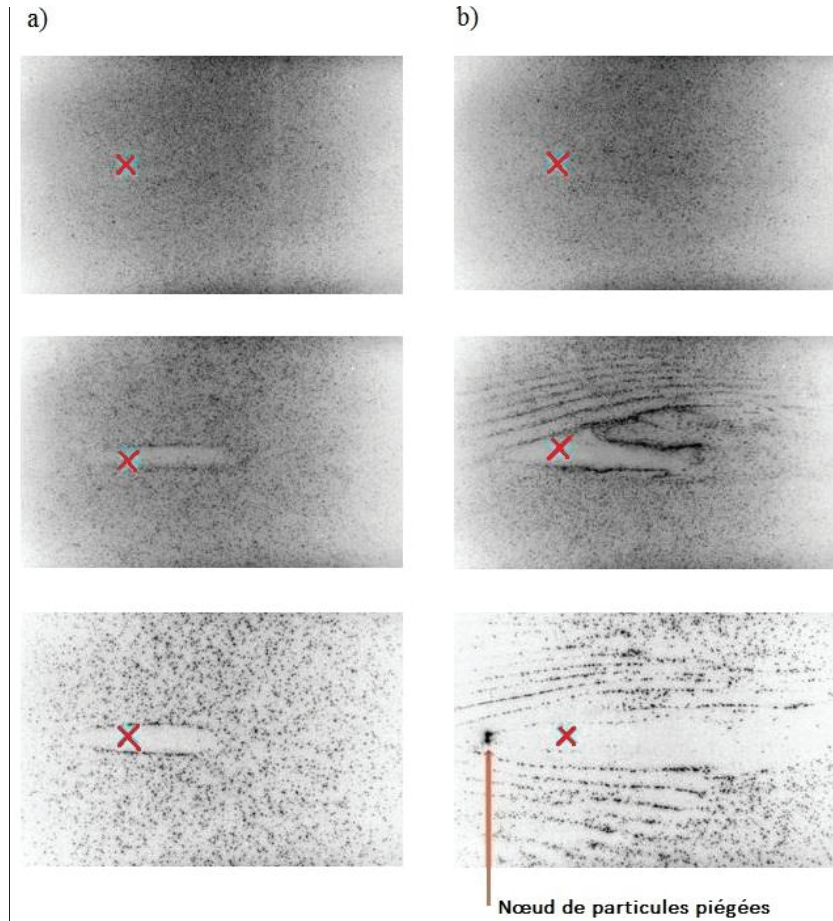


Fig. III.2 Images brutes montrant la distribution des particules. a: milieu exposé à une faible intensité acoustique ($P_{ac}=5.2$ bar), b: milieu exposé à une forte intensité acoustique ($P_{ac}=15.7$ bar). En haut : $2a=5\mu\text{m}$, au milieu : $2a=20\mu\text{m}$, en bas : $2a=50\mu\text{m}$. La croix désigne la position du foyer géométrique

Selon ces résultats, il est évident que les petites particules sont correctement réparties dans le milieu et remplissent la condition décrite dans le chapitre précédent de la méthode expérimentale (nombre optimal d'images de particules par fenêtre d'interrogation ≥ 5). Pour les moyennes et les grosses particules, il était difficile de résoudre le champ de vitesse à l'intérieur de la zone focale, et ce, à cause de l'information limitée voire même de l'absence d'information.

Face à ces résultats confirmant l'influence de la taille des particules sur les champs de vitesse fournis par la PIV en présence des ultrasons focalisés, plusieurs questions se sont posées : En premier lieu, le comportement des particules qu'on a observé est-il dû à un effet acoustique

direct sur les particules ou à un effet hydrodynamique ? Deuxièmement si ce comportement survient sous un effet acoustique, de quel mécanisme acoustique agit-il ?

Dans la littérature, on apprend que plusieurs investigations comme celles de Melling [1] et de Novotny et Manoch [2] ont été effectuées quant à la pertinence du choix des particules d'ensemencement et aux conditions à vérifier pour garantir une rigueur dans le suivi de l'écoulement du milieu fluide par ces particules. Pour répondre à la première question, et voir s'il s'agit d'une influence de nature acoustique ou de nature hydrodynamique qui détermine la réponse des particules décrite ci-dessus, on a évalué les particules de Polyamides utilisées dans ce travail selon les critères de choix présentés dans l'étude [2] mais sans considérer le champ acoustique agissant sur le fluide. Cette vérification a montré qu'en absence des ultrasons, et pour l'ordre de grandeur des vitesses étudiées ainsi que pour une viscosité de l'eau à 20°C égale à $1.002 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, toutes les particules utilisées ($2a=5$, $2a=20$ et $2a=50 \mu\text{m}$) sont appropriées pour suivre correctement l'écoulement et garantir des résultats de PIV pertinents.

Ceci indique que le comportement inattendu des moyennes et grosses particules n'est pas d'ordre hydrodynamique, et ainsi il devient clair que ces particules sont soumises à des forces acoustiques qui influencent leur dynamique et qui pourraient les empêcher de suivre l'écoulement du fluide.

Par ailleurs, les résultats montrent le fait qu'en présence des ultrasons, non seulement les grosses particules n'arrivent-elles pas à suivre l'écoulement, mais aussi leur présence dans le champ ultrasonore modifie l'écoulement du fluide même. Ceci est résumé et expliqué par la Figure III.3. La Figure III.3.a illustre le test qui a permis de montrer que la nature de l'écoulement change en présence des grosses particules et de voir ce qui se passe exactement dans la zone focale. Deux essais PIV ont été effectués : dans le premier essai, seules les petites particules sont introduites pour avoir un écoulement référence et dans le deuxième essai, on a introduit à la fois les petites particules (qui sont censées suivre parfaitement l'écoulement) et les grosses particules. Le traitement PIV a été effectué sur la zone d'intérêt (ROI) qui consiste en la totalité de la zone focale, dans laquelle il y a une distribution homogène et correcte des petites particules dans les deux essais, mais les grosses particules n'y pénètrent pas. La Figure III.3.b présente les résultats du traitement des champs de vitesse qui correspond, donc, à la vitesse des petites particules, seules présentes dans la ROI. On

constate qu'en présence des grosses particules dans l'écoulement, les valeurs de vitesse diminuent significativement par rapport à la vitesse du fluide décrite par les petites particules introduites seules dans le premier essai, et que la nature de l'écoulement change effectivement dans la zone focale.

Pour conclure, dans le cas des plus grosses particules, on a clairement un effet de couplage entre les actions acoustiques et hydrodynamiques.

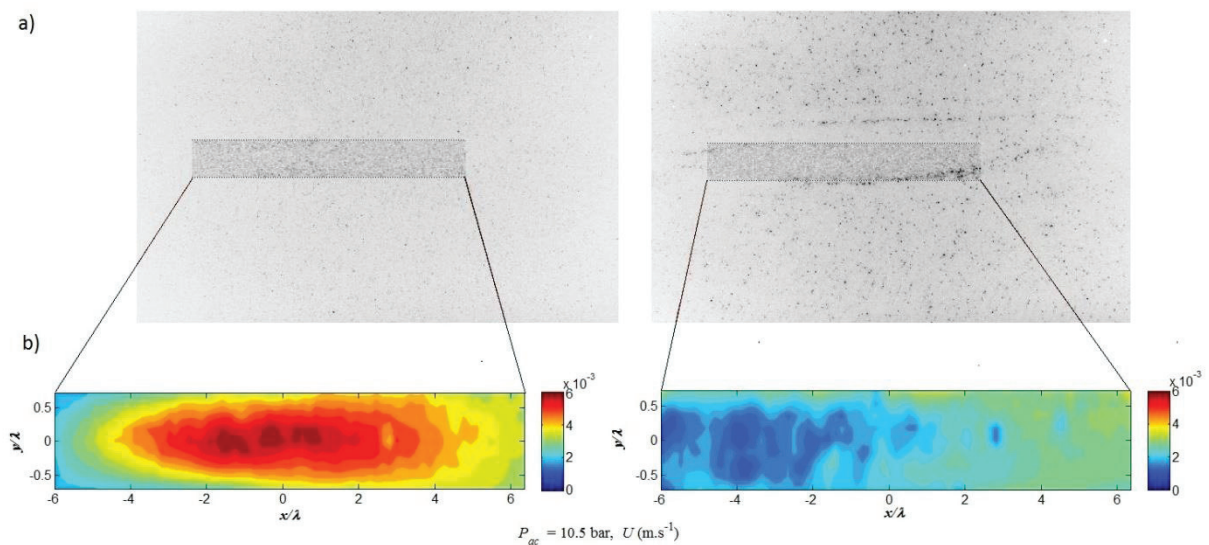


Fig.III.3 (a) : Images brutes des particules, (b) : champs de vitesse axiale dans la ROI. (à gauche) : petites particules seules, (à droite) : mélange de grosses et de petites particules.

La section suivante, aura pour objet l'étude de l'influence des forces acoustiques – c.-à-d. de la force de radiation ultrasonore – et ce, afin de mettre en évidence et d'expliquer le comportement particulier observé lors de l'application des ultrasons focalisés.

III.2 Calcul de la force de radiation appliquée sur les particules d'ensemencement

Pour étudier la force de radiation agissant sur les particules d'ensemencement, on a considéré la pression acoustique appliquée la plus élevée de cet essai ($P_{ac} = 15,7$ bar). Le choix de s'astreindre à cette valeur de pression s'explique par le fait que c'est le cas extrême où les champs de vitesse décrits par les grosses particules présentent le plus de difficultés dans le traitement PIV. En référence au travail de Settness et Bruus [3], on a calculé le champ de force de radiation induite par un champ ultrasonore ayant les mêmes caractéristiques que celui

de l'expérience. L'expression de la force est donnée par l'équation (I.13) du chapitre I. Le calcul de la force a été effectué pour les trois tailles de particules utilisées dans les mesures PIV. Les résultats sont résumés dans les Figures III.4-7.

Dans les conditions de la présente étude, l'amplitude de la force de radiation est proportionnelle au volume de la particule, tout comme le montre la Figure III.4 où la force de radiation est tracée en fonction du volume de la particule. L'expression linéaire reliant les deux entités et qu'on peut tirer de la Figure III.4 s'écrit dans les conditions expérimentales actuelles comme suit :

$$F_{rad} = Ba^3 \quad (III.1)$$

où B est un coefficient égal à $5.8 \cdot 10^4 \text{ N.m}^{-3}$.

En se référant à l'équation (I.13), cette relation linéaire montre que dans notre cas la diffusion qui dépend de la viscosité du fluide et qui est exprimée par le coefficient f_1 , est négligeable par rapport à celle qui dépend de la compressibilité des particules (exprimée par le coefficient f_2) donc des caractéristiques physiques des particules.

La Figure III.5 donne la cartographie de l'intensité de la force de radiation pour la pression acoustique appliquée mentionnée ci-dessus. En raison de la relation proportionnelle entre l'amplitude de la force de radiation et le volume de la particule, on s'est contenté de présenter ces résultats pour un seul exemple de particules celui des particules dont le diamètre est égale à $50\mu\text{m}$. Autour du foyer acoustique, la forme du champ de force ressemble à celle du champ de pression acoustique (voir Figure II.2). Au foyer, on distingue bien deux lobes de part et d'autre de l'axe acoustique, où la force est maximale, avec une amplitude de force nulle sur l'axe.

La force de radiation appliquée sur les particules est plus détaillée dans les profils de la Figure III.6 décrivant la variation des composantes axiales et radiales de la force. Le profil gauche illustre la composante radiale de la force qui est maximale au point focal et qui s'atténue brusquement après une distance de 1.5λ environ au-delà du foyer. Cette composante radiale est divergente au foyer, chose qui fait écarter les particules de l'axe acoustique. Le profil droit montre que la composante axiale est, alternativement, dirigée dans le sens de propagation des ultrasons et dans le sens contraire. Cela induit que le mouvement des particules varie entre

l'accélération et le ralentissement contre l'écoulement tout au long de l'axe acoustique. Ces profils montrent, également, que le maximum de la composante radiale au foyer est environ 5 fois plus important que le maximum de la composante axiale. En conséquence, le long de la zone focale, les particules sont écartées de l'axe acoustique et sont poussées dans la direction radiale.

Pour mieux comprendre l'action de la force de radiation sur la déviation de la trajectoire des particules, les directions de la force sont déterminées à l'aide de la phase du vecteur de la force. Les valeurs de phases calculées sont illustrées par la Figure III.7.a où on peut distinguer les zones où les particules sont poussées dans deux directions opposées (lignes correspondant à une transition bleu-rouge) et, par la suite, piégées sur des lignes parallèles à l'axe acoustique. Les zones alternées de convergence et de divergence de la force de radiation, où la force est respectivement attractive ou répulsive, sont clairement observées sur la Figure III.7.b et correspondent bien aux lignes de la lumière diffusée par les particules, observées dans l'image brute (Figure III.7.c). La distance entre les lignes de particules, qu'elle soit obtenue par le calcul du champ de force ou par l'acquisition expérimentale, est presque identique. La position du point d'arrêt calculée correspond, également, bien à la position réelle.

Il est donc clair que la distribution des particules dépend de la distribution de la force de radiation et que les grosses particules sont fortement influencées par le champ de cette force dans le cas d'une forte pression acoustique appliquée ; et ce, jusqu'à ne plus suivre du tout l'écoulement du fluide. Il reste à vérifier si les petites particules suivent rigoureusement l'écoulement. Ceci va être évoqué dans la partie suivante.

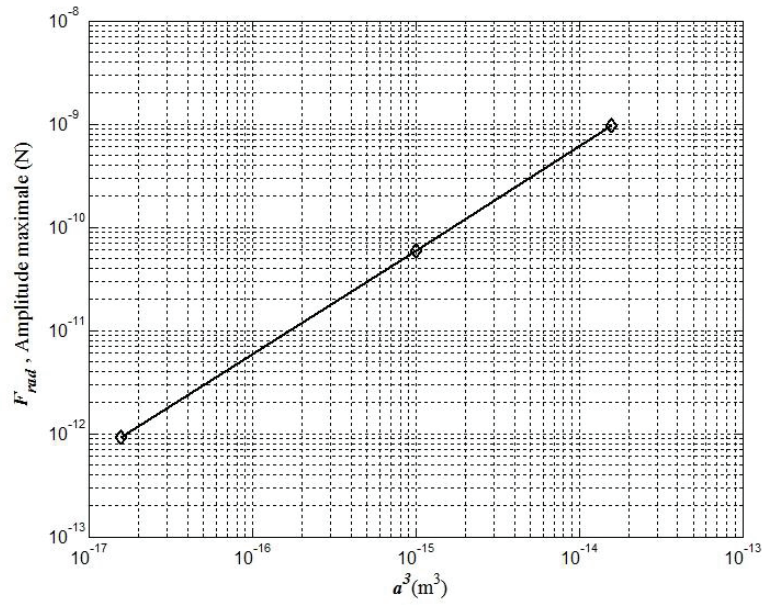


Fig. III.4 variation de l'amplitude maximale de la force de radiation en fonction de la taille de la particule (a^3) : cas de $P_{ac}=15.7$ bar

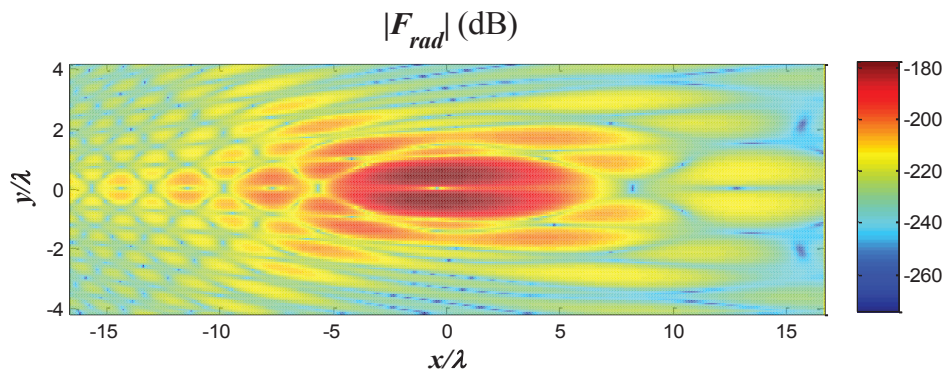


Fig. III.5 Champ de la force de radiation dans le plan (x : direction acoustique, y : direction radiale). Amplitude en dB : référence $F_0=1$ N : cas de $2a=50\mu\text{m}$

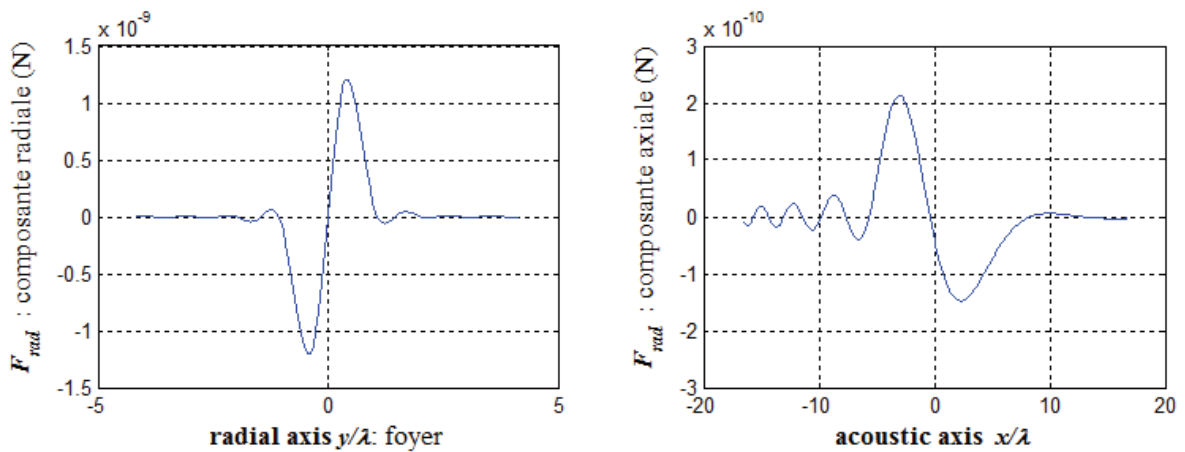


Fig. III.6 Profils de la force de radiation au foyer. A droite : composante axiale, à gauche : composante radiale : cas de $2a=50\mu\text{m}$

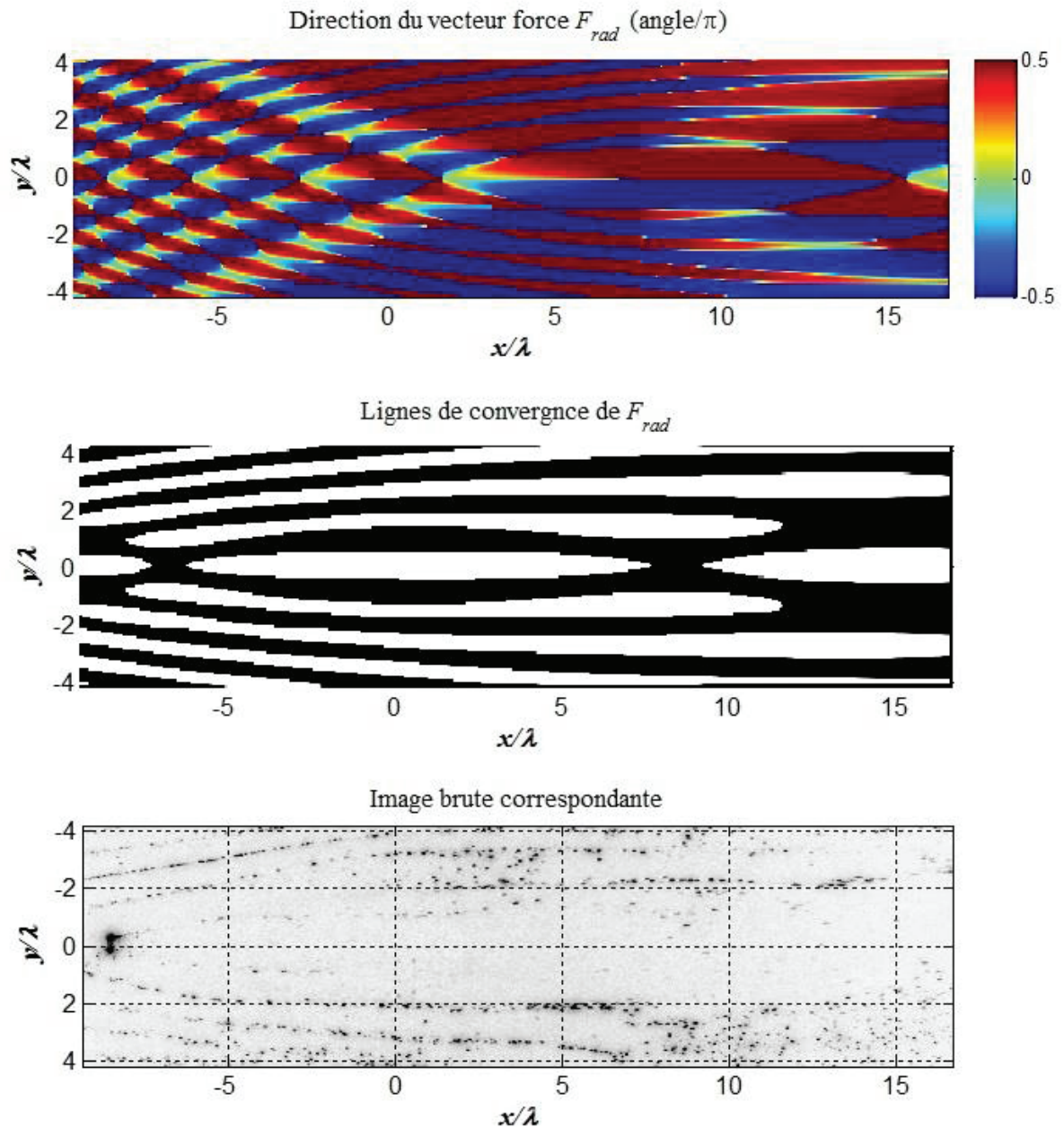


Fig.III.7 Caractéristiques de la force de radiation calculée (cas de $P_{ac} = 15.7$ bar) : (a) : Angle de déviation, (b) : zone de convergence (noir) et divergence (blanc) de la force, (c) : image brute correspondante (particules en noir). Foyer centré en (0,0)

III.3 Choix des particules appropriées

Afin d'avoir une idée sur l'exactitude des champs de vitesse donnés par les particules (et plus particulièrement les petites particules), on a effectué des simulations numériques axisymétriques 2D (avec le logiciel commercial Fluent ©) de l'écoulement fluide induit par le champ ultrasonore. La configuration expérimentale des essais précédents a été reproduite dans cette approche numérique. Ces simulations ont été effectuées afin de comparer l'écoulement calculé du fluide à l'écoulement mesuré des particules. Les résultats sont résumés sur la Figure III.8 qui illustre la comparaison des composantes axiale et radiale de la vitesse.

La vitesse des petites particules ($2a = 5\mu\text{m}$), obtenue dans les expériences est exactement identique à la vitesse du fluide, calculée dans la simulation. Contrairement aux petites particules, la vitesse maximale atteinte au foyer des particules de taille moyenne, a diminué par rapport à celle obtenue par la simulation. Pour les grosses particules, il était impossible de tracer le profil de vitesse au foyer, à cause de l'information PIV manquante dans cette zone. D'après ces résultats, nous pouvons conclure que les grosses particules ne peuvent pas caractériser l'écoulement du fluide en présence d'un champ ultrasonore et ne conviennent pas aux mesures PIV dans notre cas d'étude. En ce qui concerne les particules de taille moyenne, elles subissent l'effet de la force de radiation lorsque l'on augmente la pression acoustique appliquée. En conséquence, seules les petites particules sont fiables et adéquates pour la caractérisation de l'écoulement induit par la propagation des ultrasons.

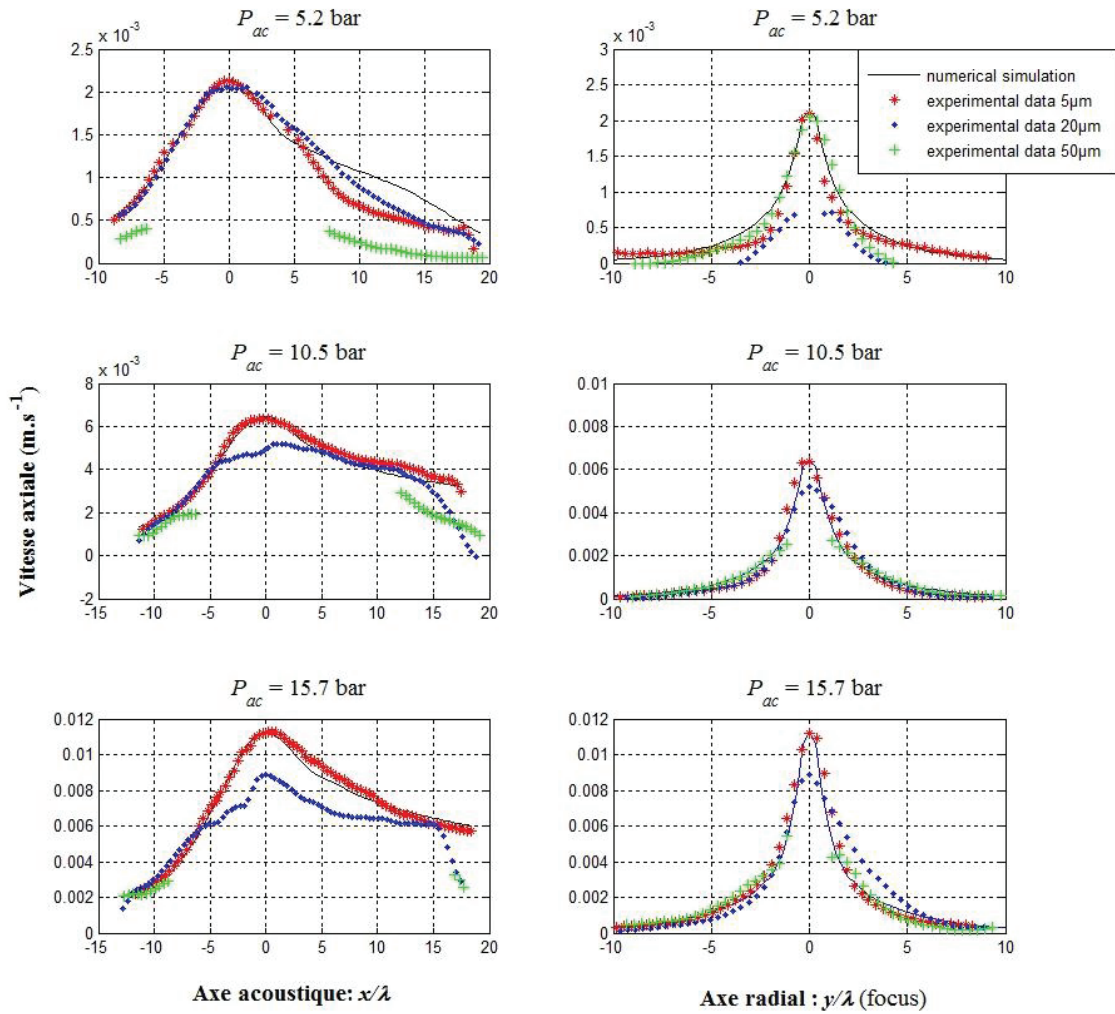


Fig.III.8 Comparaison de la vitesse des particules obtenue par PIV et la vitesse du fluide calculée par CFD (coordonnées du foyer = (0,0))

III.4 Généralisation : comportement des particules solides en suspension dans un fluide soumis à un champ ultrasonore focalisé

Pour expliquer théoriquement le phénomène décrit dans la partie précédente, revenons au Chapitre I décrivant le mouvement d'une particule en suspension dans un fluide et combinons les expressions (III.1) et (I.12) pour obtenir l'expression (III.2) :

$$m \frac{du_p}{dt} = -6\pi \mu a V + B a^3 \quad (\text{III.2})$$

L'expression (III.2) permet d'estimer directement la relation entre la capacité des particules à suivre l'écoulement et leur taille. Ceci en comparant la force de traînée ($-6\mu aV$) à la force de radiation ultrasonore (Ba^3).

Pour donner un caractère plus général cette étude, on se propose de donner un ordre de grandeur de « la taille seuil » au-dessus de laquelle les particules ne sont plus adéquates pour la PIV en champ ultrasonore focalisé (III.6). Le diamètre critique de la particule dépend de la compressibilité du matériau, du champ acoustique appliqué (pression et fréquence) et du champ de vitesse induite par la propagation des ultrasons (voir Figure III.9).

$$F_{rad} = Ba^3 \approx \pi a^3 \left[\frac{2\kappa_0}{3} \left[f_1 \frac{p^2}{\lambda} \right] \right] \quad (III.3)$$

$$B \approx -\pi \left[\frac{2\kappa_0}{3} \left[f_1 \frac{p^2}{\lambda} \right] \right] \quad (III.4)$$

$$Ba^3 - 6\pi\mu aV \approx 0 \quad (III.5)$$

$$a \approx \sqrt{\left[\frac{9\mu V\lambda}{\kappa_0 f_1 p^2} \right]} \quad (III.6)$$

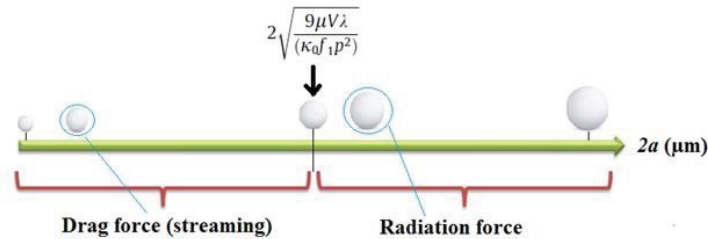


Fig. III.9 Equilibre de forces pour une particule sphérique en champ ultrasonore focalisé

Par conséquent, la taille adéquate pour obtenir une acquisition PIV précise peut être évaluée. Pour garantir que les particules d'ensemencement suivent l'écoulement et ne subissent que les forces de traînée de l'écoulement, une variation d'amplitude de la vitesse relative V/u inférieure à 1% est requise. Dans la présente étude expérimentale, le calcul montre que le diamètre de la particule devrait être, ainsi, approximativement inférieur à $12\ \mu\text{m}$ pour $P_{ac} = 15,7\ \text{bar}$, ce qui correspond bien aux résultats expérimentaux. Au-dessus de ce diamètre critique, la force de radiation devient significative par rapport aux forces de traînée et peut empêcher les particules de suivre l'écoulement du fluide. On estime, donc, que les petites

particules (5 μm de diamètre) sont très peu influencées par la force de radiation mais plutôt par les forces de traînée dominantes. Les grosse particules (50 μm de diamètre) sont, sans aucun doute, affectées de manière significative par la force de radiation.

Il peut être intéressant de regarder ce qui se passe avec d'autres types de particules d'ensemencement couramment utilisées dans la PIV en présence d'un champ ultrasonore focalisé. Pour ce faire on estime les diamètres critiques de trois types de particules de différentes caractéristiques physiques (compressibilité). La figure III.10 illustre la dépendance du diamètre critique de la particule au matériau qui la constitue.

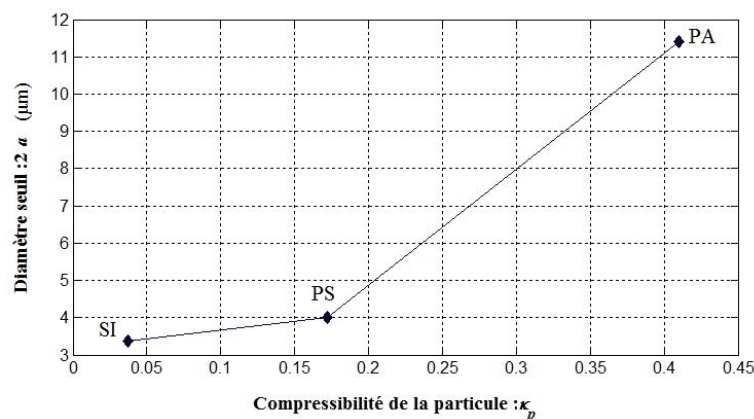


Fig. III.10 Dépendance du diamètre critique de la particule à la matière de la particule (PA) : Polyamide 6 [26], (PS): Polystyrene [19], (SI): Glass (Silica) [27]

Cette figure montre bien que pour avoir des mesures PIV fiables en champ focalisé, avec des particules de verre ou respectivement de polystyrène, leur diamètre ne doit pas dépasser les 3,5 respectivement les 4 μm .

Ce dernier résultat pourrait être exploité quant à l'optimisation de la technique de sonothrombolyse. En effet, un des défis de cette technique est de piéger les fragments libérés du caillot sanguin lors des tirs ultrasonores et de les détruire complètement avant qu'ils soient entraînés dans la circulation sanguine. Ainsi, connaissant la distribution de taille des fragments libérés, on pourrait avoir une idée approximative sur la force qu'il faut appliquer pour contrebalancer les forces de traînée et maintenir ces fragments dans le champ de traitement.

Conclusion

Ce chapitre avait, principalement, pour objectif d'évaluer la technique de PIV pour la mesure du champ de streaming acoustique généré. En outre, il a porté sur la caractérisation expérimentale du comportement dynamique, dans la zone focale, des particules en suspension dans un fluide lors de l'application des ultrasons focalisés. Pour ce faire, un calcul de la force de radiation ultrasonore appliquée sur les particules a été réalisé et son effet sur les particules a été étudié et comparé aux résultats expérimentaux.

Comme résultat principal, ce chapitre montre que la force de radiation appliquée sur les particules peut influencer fortement leur comportement. Une analyse de l'ordre de grandeur des forces appliquées fournit une estimation pertinente et générale de la taille des particules solides sphériques à partir de laquelle la force de radiation est significative par rapport aux forces de traînée dans un milieu liquide libre soumis aux ultrasons. On a, également, conclu que pour une caractérisation fiable de l'écoulement de streaming dans un champ focalisé, objet du chapitre suivant, seuls les résultats de mesure avec les petites particules seront pris en compte.

Bibliographie

- [1] Melling, A. (1997). Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12), 1406.
- [2] Novotný, J., & Manoch, L. (2012). The Criterion of Choosing the Proper Seeding Particles. *Engineering Mechanics*, 201.
- [3] Settnes, M., & Bruus, H. (2012). Forces acting on a small particle in an acoustical field in a viscous fluid. *Physical Review E*, 85(1), 016327.

***Chapitre IV : Streaming acoustique
en champ libre : Caractérisation et
comparaison à un écoulement de
type jet***

Le chapitre précédent a permis de montrer que le choix des particules d'ensemencement de diamètre égal à $5\mu\text{m}$ ou moins garantissait l'absence d'interaction significative entre les forces acoustiques et ces particules, et permettait d'obtenir une description pertinente de la dynamique du fluide dans un champ ultrasonore, notamment du streaming acoustique. La résolution des champs de vitesse du streaming étant évaluée et validée, on s'intéresse dans ce chapitre à l'analyse et à la caractérisation du streaming acoustique en champ focalisé et à sa comparaison à un écoulement de type jet circulaire libre. Pour ce faire, on présente, en premier lieu, un rappel de quelques éléments issus de la théorie des jets circulaires libres. En second lieu, on présente une description des champs de vitesses obtenus pour le streaming acoustique généré. Et en dernier lieu, on s'attache à caractériser le streaming obtenu en le comparant notamment à un écoulement de jet.

IV.1 Théorie des jets circulaires libres

Pour l'écoulement de streaming généré par une onde focalisée en milieu infini, le fluide se met en mouvement globalement dans la direction de propagation des ondes sur un faible diamètre dans le reste du fluide au repos. Au-delà de la zone focale, l'écoulement est régi par le fort cisaillement entre le fluide mis en mouvement et le fluide immobile environnant. Ceci est un aspect hydrodynamique apparemment semblable à celui d'un écoulement de type jet, précisément un jet circulaire libre dont on présente quelques aspects théoriques dans ce qui suit.

Le jet circulaire libre est un écoulement tridimensionnel axisymétrique, dans lequel le fluide sort d'une ouverture circulaire et se mélange avec un fluide environnant de même nature généralement au repos. Il est à noter que dans ce genre d'écoulement libre, la dimension radiale de l'écoulement est faible par rapport à la dimension longitudinale (direction de l'écoulement), et les gradients par rapport à la dimension radiale sont dominants. Ainsi, cet écoulement est caractérisé par une couche limite (boundary layer nature flow), et cela justifie le recours aux équations de la couche limite et à la théorie de transfert de Prandtl (Prandtl's mixing length theory) [1].

Le jet circulaire libre, qu'il soit laminaire ou turbulent, a fait l'objet de très nombreuses études, dont les travaux pionniers remontent à 1944 [2 - 4]. Squire et Truncer [2] ont étudié le cas d'un jet axisymétrique libre. Selon eux, et à partir de la détermination des profils de la

distribution transversale de vitesse tout au long de l'axe du jet, l'écoulement se divise en deux principales régions :

- Une région qui commence à la sortie du jet jusqu'à une certaine distance (zone I dans la Figure IV.1) et dans laquelle se trouve un cône de vitesse uniforme appelé le cône potentiel où l'écoulement du fluide injecté se poursuit en absence de cisaillement, le fluide n'étant pas encore atteint par les couches limites. Les paramètres caractérisant cette région sont le rayon du cône (à sa base) et le rayon du jet en fonction de la position axiale.
- Une région au-delà du cône potentiel (zone II + III dans la Figure IV.1), généralement appelée région du jet développé ou région d'entraînement où la vitesse maximale sur l'axe du jet n'est plus uniforme. Les paramètres définissant cette région sont la profondeur du jet et la vitesse centrale sur l'axe, qui ont été déterminés à travers la résolution des équations de mouvement. Cette région a été divisée elle aussi en deux sous-régions :
 - Une première appelée zone de transition (zone II sur la Figure IV.1), dans laquelle la vitesse axiale commence à diminuer.
 - Une deuxième, appelée zone d'autosimilarité (zone III sur la Figure IV.1), où la vitesse continue à diminuer et atteint le régime établi caractérisé par des profils transversaux de vitesse qui deviennent autosimilaire.

Au-delà de ces deux zones, la vitesse tend vers une valeur nulle.

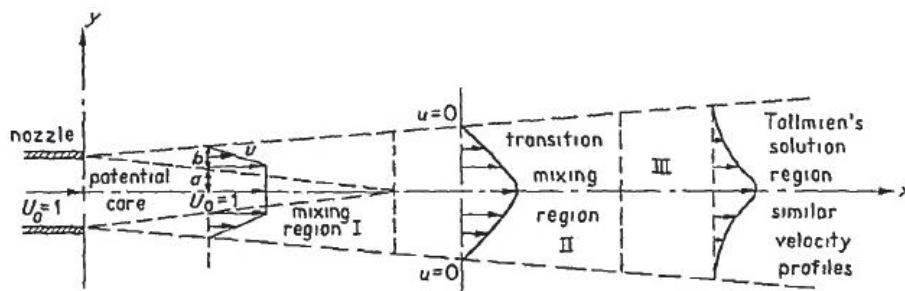


Fig.IV.1 Jet Axisymétrique dans un fluide au repos [3]

Généralement, pour caractériser un jet quelconque, l'étude de l'évolution de quelques paramètres en fonction de la position axiale par rapport à la source du jet, en permet d'identifier des comportements spécifiques à chaque type (circulaire, axisymétrique, plan, libre...) et à chaque régime (turbulent ou laminaire). Ces paramètres sont principalement :

- L'amplitude de la vitesse centrale sur l'axe du jet
- La largeur à mi-hauteur qui est définie comme la distance entre les deux positions radiales dont la vitesse axiale atteint les 50% de la vitesse maximale centrale sur l'axe.
- Le flux de la quantité de mouvement à travers une section du jet.
- Le facteur de forme qui est utilisé pour caractériser les propriétés des couches limites et permet d'évaluer l'influence des conditions à l'entrée (laminaires ou turbulentes) sur l'écoulement en aval. Le facteur de forme est le rapport entre l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de la quantité de mouvement. La valeur de ce facteur est comprise entre environ 2.59 (cas extrême de la couche limite de Blasius) dans le cas de couches limites laminaires, et environ 1.4 pour les couches limites turbulentes [4]. Le facteur de forme, l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement sont respectivement évalués comme suit :

$$H = \frac{\delta}{\theta} \tag{IV.1}$$

$$\delta = \int_0^{a_0} \left(1 - \frac{U(y)}{U_{\max}}\right) dy \tag{IV.2}$$

$$\theta = \int_0^{a_0} \frac{U(y)}{U_{\max}} \left(1 - \frac{U(y)}{U_{\max}}\right) dy \tag{IV.3}$$

avec a_0 le rayon du jet au niveau du point d'injection.

Les études antérieures [2-4] ont montré que, dans la région d'entraînement (zone II et III de la Figure IV.1), la décroissance de la vitesse centrale sur l'axe du jet est inversement proportionnelle à la position axiale x , et que la largeur du jet est proportionnelle à cette position (voir tableau IV.1), les deux évolutions étant liées par la conservation du flux d'impulsion, caractéristique fondamentale du jet libre.

Table IV.1 Lois d'évolutions de la largeur et de la vitesse centrale en fonction de la position x à partir de la source virtuelle du jet pour un jet circulaire libre [4]

Jet circulaire libre	Laminaire		Turbulent	
	Largeur du jet	Vitesse centrale	Largeur du jet	Vitesse centrale
	x	x^{-1}	x	x^{-1}

IV.2 Résultats des mesures d'écoulements de streaming

Les essais de PIV sur lesquels porte cette partie ont été effectués à deux fréquences d'excitation ultrasonore, $f = 550$ kHz et $f = 1$ MHz, chacune correspondant à la fréquence de résonance du transducteur utilisé (décrit dans la section 1 du Chapitre II), et à plusieurs pressions acoustiques appliquées au foyer (entre 2.6 et 18.4 bar pour $f = 550$ kHz, et entre 2 et 10.5 bar pour $f = 1$ MHz). Les champs acoustiques induits par chacun des transducteurs, sont donnés dans le Chapitre II.

Un aperçu de l'influence du champ focalisé sur l'eau au repos est donné par les champs de vitesse moyennée dans le temps, issus du traitement PIV évaluée et validée. La distribution de la composante de vitesse axiale, pour différentes valeurs de pression acoustique appliquée est illustrée dans les Figures IV.2 et IV.3 pour chacune des deux fréquences. Cette distribution montre l'apparition d'une zone de forte amplitude de vitesse autour du foyer acoustique (de coordonnées $x=0$, $y=0$ sur les Figures IV.2 et IV.3). Cette zone correspond à l'écoulement de streaming induit. Pour tous les cas illustrés ci-dessous, la vitesse axiale a une répartition globalement symétrique par rapport à la direction radiale. Elle augmente globalement avec la pression acoustique, et en outre, la forme du streaming induit semble être sensiblement influencée par l'amplitude de la pression d'excitation ainsi que par la fréquence de l'onde. En effet, l'amplitude de vitesse augmente avec l'amplitude de la pression acoustique appliquée. Pour $f=550$ kHz et pour la pression la plus élevée ($P_{ac} = 18.4$ bar), la valeur maximal de vitesse atteinte est de 1.8 cm.s^{-1} . Pour $f=1$ MHz, une valeur maximale de 3.1 cm.s^{-1} est atteinte pour la pression la plus élevée ($P_{ac} = 10.5$ bar). La taille et la forme de la zone d'apparition de l'écoulement varient, également, en fonction de la pression acoustique. Effectivement, en augmentant cette pression, on note à la fois un allongement important de cette zone dans la direction axiale (la direction de propagation de l'onde) et un rétrécissement dans la direction radiale, accompagnés d'un décalage de la position de la vitesse maximale atteinte par rapport au foyer géométrique vers des positions axiales x plus en aval. Ceci est particulièrement visible pour les plus fortes pressions acoustiques appliquées.

Tous ces aspects sont communs aux mesures effectuées aux deux fréquences. En revanche, ces deux cas présentent des différences ; d'une part, pour la même pression appliquée, l'amplitude de vitesse induite par l'onde de fréquence $f=1\text{MHz}$ est beaucoup plus importante que celle induite par l'onde de fréquence $f=550\text{kHz}$; cela s'explique simplement par une

absorption plus importante de l'énergie acoustique à fréquence plus élevée. D'autre part, la taille de la zone du fluide mis en mouvement se réduit en doublant la fréquence ce qui peut s'expliquer principalement par la diminution de la tache focale résultant des lois de la diffraction [5].

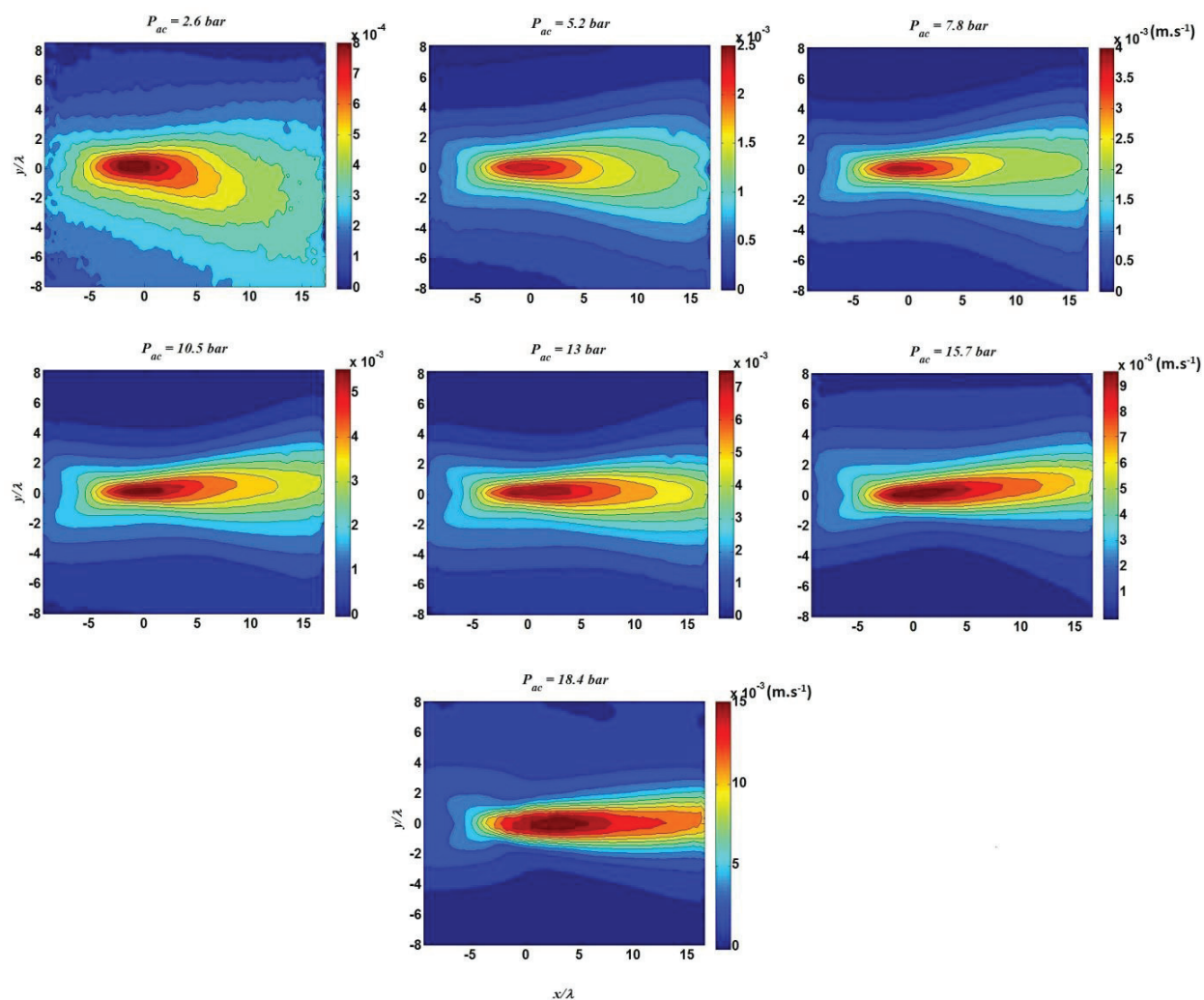


Fig. IV.2: Distribution de la vitesse axiale dans le plan de mesure $(x/\lambda, y/\lambda)$ pour différentes pressions acoustiques appliquées à $f=550\text{kHz}$. Position du foyer = $(0,0)$. Onde ultrasonore émise du côté gauche.

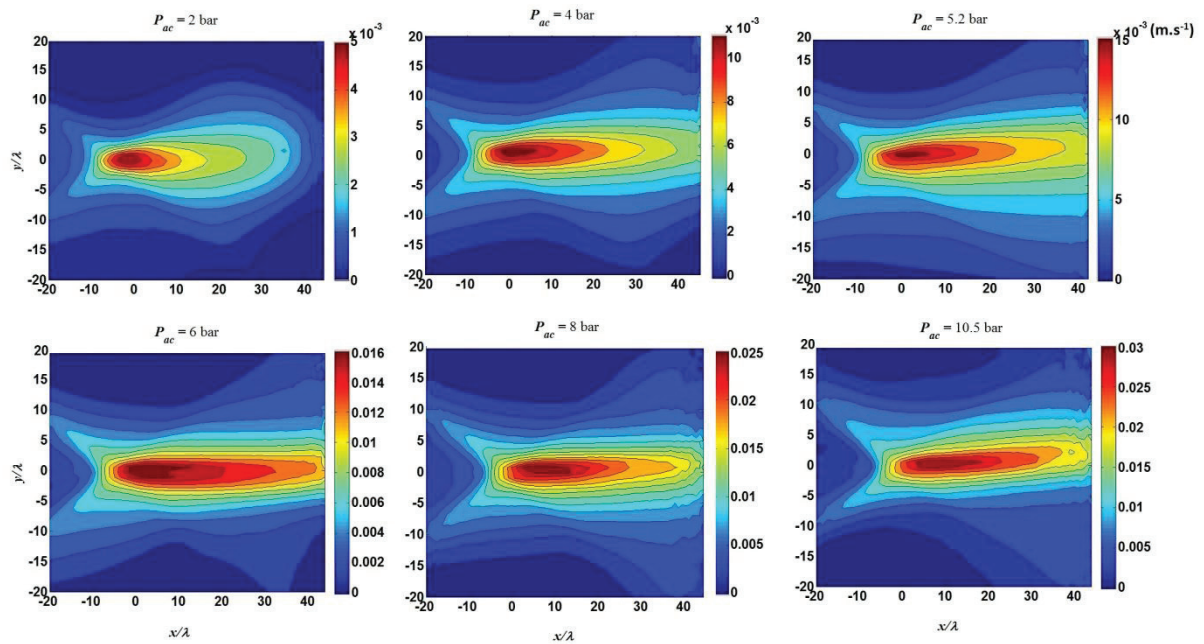


Fig. IV.3 : Distribution de la vitesse axiale dans le plan de mesure $(x/\lambda, y/\lambda)$ pour différentes pressions acoustiques appliquées à $f=1$ MHz. Position du foyer = $(0,0)$. Onde ultrasonore émise du côté gauche.

La Figure IV.4 illustre l'évolution de l'amplitude de vitesse le long de l'axe acoustique pour les différentes amplitudes de pression appliquées au foyer et pour les deux fréquences utilisées. Dans cette figure, l'évolution des profils peut être divisée en deux phases : une phase d'augmentation rapide (sur une distance de 5 à 10λ entre $x \approx -5 \lambda$ et $x \approx 5 \lambda$ pour $f=550$ kHz et sur une distance de 10 à 20λ entre $x \approx -10 \lambda$ et $x \approx 10 \lambda$ pour $f=1$ MHz) en fonction de la pression, et une phase de déclin plus lent en aval de la position du maximum de vitesse atteint. Pour le premier régime (en amont du foyer), le fluide est accéléré sous l'effet des forces acoustiques (Chapitre I, paragraphe I.3.3), jusqu'à la position du maximum de vitesse (au foyer ou à une position peu décalée en aval du foyer). Pour le deuxième régime, où la vitesse diminue progressivement, les forces acoustiques décroissent rapidement et les forces de viscosité contrôlent alors l'évolution du jet.

Dans cette figure on distingue clairement l'expansion longitudinale du champ de streaming en aval du foyer et le décalage de la position de la vitesse maximale par rapport au foyer. Cette expansion et ce décalage augmentent avec la pression acoustique appliquée. Le décalage de la position du maximum de vitesse est plus important pour les valeurs de pressions les plus élevées et pour la fréquence d'onde la plus élevée aussi.

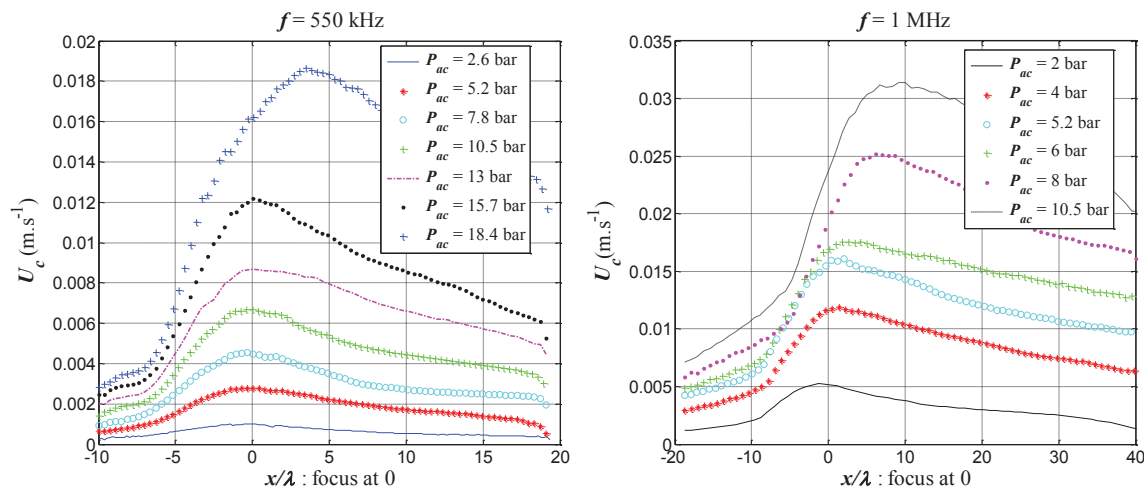


Fig. IV.4: Amplitude de vitesse axiale le long de l'axe acoustique pour différentes amplitudes de pression acoustique au foyer, (à gauche) : $f=550$ KHz, (à droite) : $f=1$ MHz

Les distributions transversales de la vitesse axiale moyenne pour différentes valeurs de x/λ sont tracées sur les Figures IV.5 et IV.6 pour les exemples de pression acoustique suivants : $P_{ac} = 5.2, 13$ et 18.4 bars pour $f=550$ kHz, et $P_{ac} = 4, 6, 8$ bars pour $f=1$ MHz. Dans la Figure IV.5, les profils montrent l'existence d'une région de vitesse non nulle autour de la position focale ($x = 0$) avec des valeurs importantes en aval du foyer conformément à ce que l'on peut voir sur la Figure IV.4. Au-delà de la position de la vitesse maximale atteinte, les profils transverses de la vitesse s'élargissent latéralement avec l'augmentation de x/λ ce qui rappelle les profils observés par un jet dans la zone d'entraînement. Les profils sont symétriques par rapport à la dimension radiale y . Le fluide continue à être entraîné jusqu'à des valeurs importantes de x/λ et cela s'accompagne d'une décroissance progressive de la vitesse centrale (voir le profil transversal à $x/\lambda = 15$ pour, $P_{ac} = 5.2$ bar).

D'après la Figure IV.5, on peut retrouver les deux zones définies sur la Figure IV.4 : une zone de création du jet en amont du foyer, où la vitesse centrale augmente jusqu'à atteindre son maximum (au foyer ou un peu en aval du foyer pour les amplitudes acoustiques les plus élevées), et une zone d'entraînement (appelée comme telle par analogie avec le jet, même si nous ne verrons que plus loin qu'il y a bien un « entraînement » au sens propre du terme) où la vitesse centrale diminue progressivement.

La Figure IV.6 illustre des résultats semblables, pour le cas de $f=1$ MHz cette fois-ci : il s'agit de la zone de création du jet (qui s'étend jusqu'au foyer pour les faibles amplitudes de

pression et jusqu'à la position $x/\lambda=5$ en aval du foyer pour les amplitudes de pression acoustique élevées) et de la zone d'entraînement, où la vitesse centrale sur l'axe acoustique diminue progressivement. Cette diminution commence lentement sur une distance de 10λ à partir de la position du maximum de vitesse avant de s'accélérer.

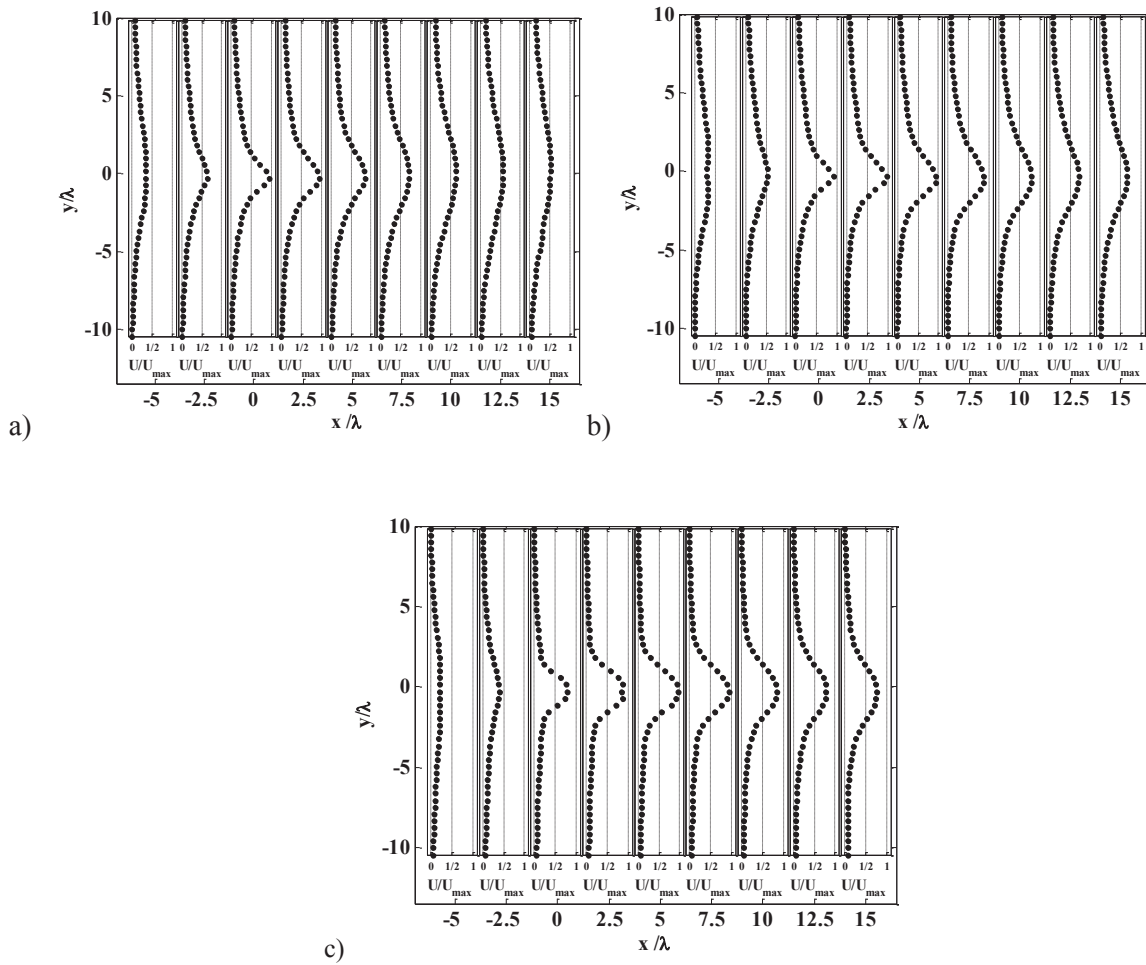


Fig. IV.5 Evolution des profils transversaux de la vitesse axiale moyenne selon l'axe acoustique pour différentes pressions acoustiques appliquées a) $P_{ac} = 5.2$ bar, b) $P_{ac} = 13$ bar et c) $P_{ac} = 18.4$ bar, $f = 550$ kHz

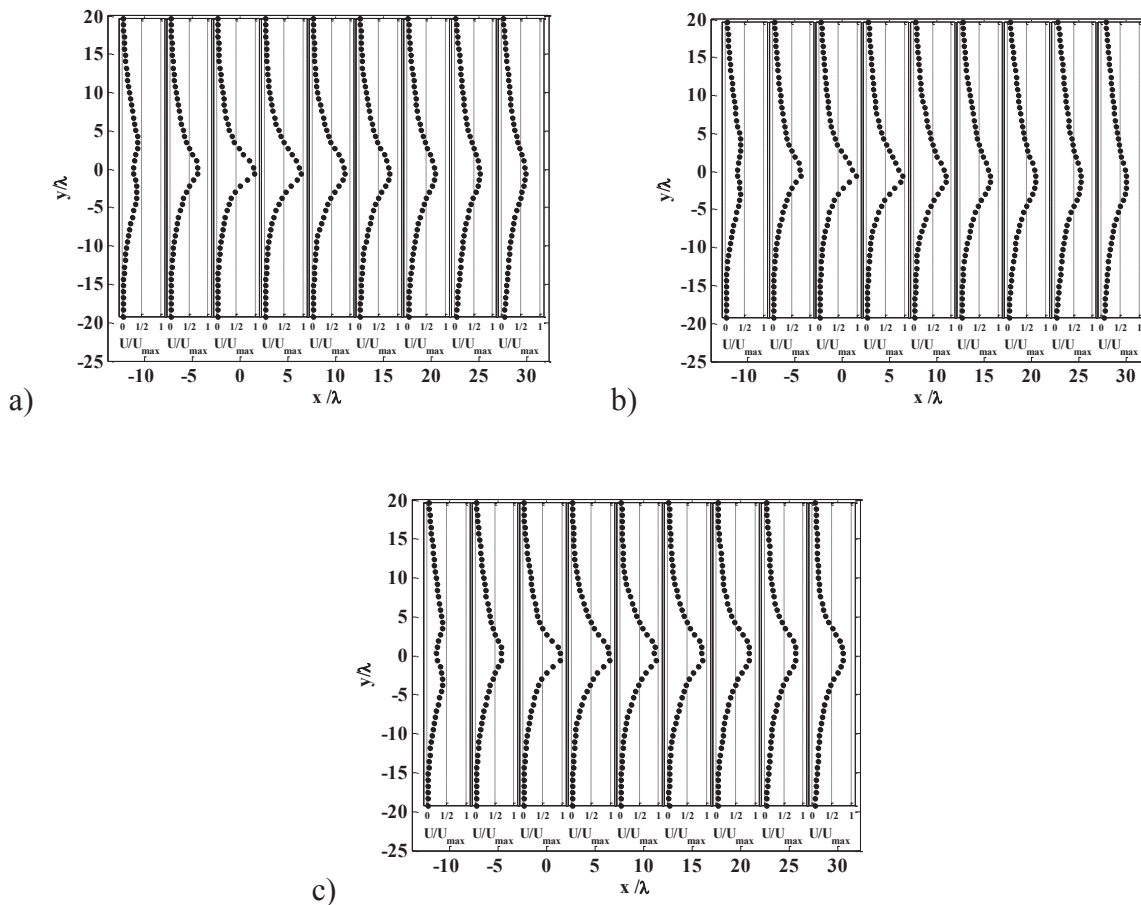


Fig. IV.6 Evolution des profils transversaux de la vitesse axiale moyenne selon l'axe acoustique pour différentes pressions acoustiques appliquées a) $P_{ac} = 4$ bar, b) $P_{ac} = 6$ bar et c) $P_{ac} = 8$ bar, $f = 1$ MHz

IV.3 Discussion

Dans cette partie, compte tenu des similitudes entre la forme des résultats à la fréquence $f = 550$ kHz et à la fréquence $f = 1$ MHz, seule la série de mesures réalisées à la première fréquence sera discutée.

IV.3.1 Influence de l'amplitude de pression acoustique appliquée

Les Figures IV.2 à IV.4 ont montré que les vitesses de streaming atteintes dépendent bien entendu de l'amplitude de pression acoustique. L'évolution de la valeur de la vitesse maximale atteinte et de la valeur de la vitesse au foyer en fonction de la pression acoustique maximale est tracée sur la Figure IV.7. L'amplitude de vitesse au foyer varie linéairement avec l'amplitude de pression avec une pente de $0.7 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$ environ. Pour ce qui est de la

valeur maximale de vitesse, elle augmente linéairement jusqu'à une valeur de $P_{ac} = 14$ bars environ. Au-delà de 15 bars, on note une augmentation plus rapide vis-à-vis de la pression maximale appliquée.

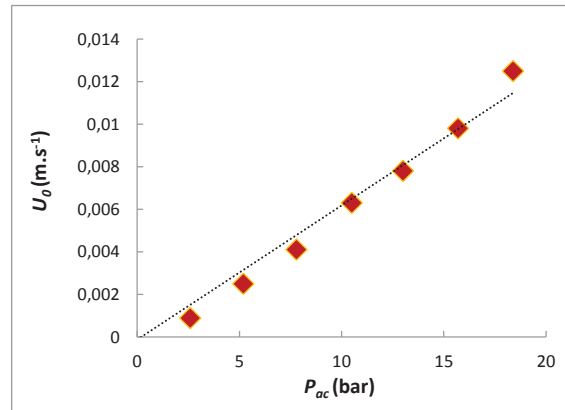


Fig. IV.7 : Vitesse axiale au foyer (diamant) et vitesse axiale maximale atteinte (étoiles) versus l'amplitude de pression acoustique. : $f=550$ kHz

Vitesse au foyer ultrasonore

Le comportement linéaire de l'amplitude de vitesse au foyer vis-à-vis de l'amplitude de pression peut s'expliquer par une analyse dimensionnelle de la force de streaming semblable à celle déjà réalisée dans le cas d'une source ultrasonore plane [6]. Dans le cas d'une source plane, celle-ci est basée sur une distinction entre le comportement en champ proche et le comportement en champ lointain, au-delà d'une distance seuil définie par les propriétés de diffraction du champ acoustique. Selon cette analyse, le champ de streaming a été divisé en deux régions par rapport à cette position seuil définie à partir de la source ultrasonore plane.

Dans le cas d'une onde focalisée, la prise en compte de la focalisation impose de reprendre la démarche. En effet, si on considère exclusivement la zone focale, on trouve que l'écoulement est accéléré et que le terme inertiel est dominant par rapport au terme visqueux. En se référant à l'équation de l'équilibre des forces, présentée ci-dessous, où on néglige les forces visqueuses et les forces de gravité (en amont du foyer et au foyer) et on considère la symétrie du champ par rapport à la dimension radiale, l'équation (I.20) peut être approximée, et un bref raisonnement en dimension axiale (en amont du foyer), est présenté comme suit :

$$\rho \frac{du}{dt} = \beta p_{ac}^2(x) \tag{IV.4}$$

On rappelle ici que p_{ac} est l'amplitude de la pression acoustique à la position x , ρ est la densité du fluide et β est un coefficient qui dépend de l'atténuation et de la vitesse du son dans le liquide. Le deuxième terme de l'équation (IV.4) n'est autre que la force acoustique qui s'applique sur les particules fluides. En régime stationnaire, on obtient :

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x}(u) \approx \beta p_{ac}^2(x) \quad (IV.5)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{u^2}{2}\right) \approx \beta p_{ac}^2(x) \quad (IV.6)$$

L'intégration sur toute la zone d'accélération dans la trajectoire des particules fluides donne l'expression de la vitesse à la position x sur l'axe acoustique :

$$u^2(x) = 2 \frac{\beta}{\rho} \int_{-\infty}^x p_{ac}^2(\xi) d\xi \quad \text{avec} \quad P_{ac}(\xi) = P_{ac} G(\xi) \quad \text{and} \quad G(0)=1, \quad (IV.7)$$

Où G , est la fonction qui génère le profil d'amplitude de pression illustré dans la (Figure II.2 du Chapitre II).

On obtient directement une relation de proportionnalité entre la vitesse au foyer et l'amplitude de pression acoustique au foyer :

$$u(x=0) = \sqrt{2 \frac{\beta}{\rho} P_{ac}^2 (G(0) - G(-\infty))} \quad (IV.8)$$

$$u(x=0) \propto P_{ac} = p_{ac}(x=0). \quad (IV.9)$$

C'est cette relation proportionnelle qui observée sur la Figure IV.7 pour les valeurs de la vitesse focale vis-à-vis de l'amplitude de la pression acoustique pour toutes les amplitudes de pression testées.

Position du maximum de vitesse

Concernant la partie en aval du foyer le raisonnement suivant peut expliquer le décalage de la position du maximum de vitesse par rapport au foyer, et permet d'en évaluer la position en fonction de la pression appliquée.

D'abord il faut préciser que ce phénomène de décalage n'est pas lié à un décalage au point de focalisation dû à des effets de propagation non linéaire du champ acoustique. En effet, il a bien été vérifié que dans la gamme de pression testée, la réponse acoustique était linéaire. On outre, il a été prouvé que si le décalage du maximum par rapport au foyer géométrique est dû à un effet de non linéarité, ce décalage est négligeable (<1 mm) pour les champs à haut degrés de focalisation (le rapport entre la distance focale et le rayon de la source ultrasonore) [7].

La pression acoustique restant forte dans le proche aval de la position focale, les forces acoustiques continuent d'accélérer le fluide au-delà du foyer et ce jusqu'à la position du maximum de vitesse. Dans cette région, le cisaillement est maximal et les forces de viscosité ne peuvent pas être négligées. Ceci permet d'exprimer l'équilibre de forces à la position du maximum de vitesse x_{max} (accélération nulle) comme suit :

$$\beta p_{ac}^2(x_{max}) \approx \gamma u(x_{max}) \quad (IV.10)$$

où γ est fonction de la viscosité dynamique du fluide et de la longueur d'onde.

En combinant les expressions (7) et (10) à $x = x_{max}$, on obtient :

$$\beta^2 p_{ac}^4(x_{max}) \approx 2 \frac{\gamma^2 \beta}{\rho} \int_{-\infty}^{x_{max}} p_{ac}^2(\xi) d\xi \quad (IV.11)$$

$$G^4(x_{max}) \approx 2 \frac{\gamma^2}{\rho \beta P_{ac}^2} \int_{-\infty}^{x_{max}} G^2(\xi) d\xi \quad (IV.12)$$

L'expression (IV.12) permet de déterminer numériquement la position x_{max} en se référant aux données du champ ultrasonore appliqué, et de la comparer avec la position expérimentale obtenue. La Figure IV.8 illustre la détermination numérique de la position du maximum de vitesse décalée.

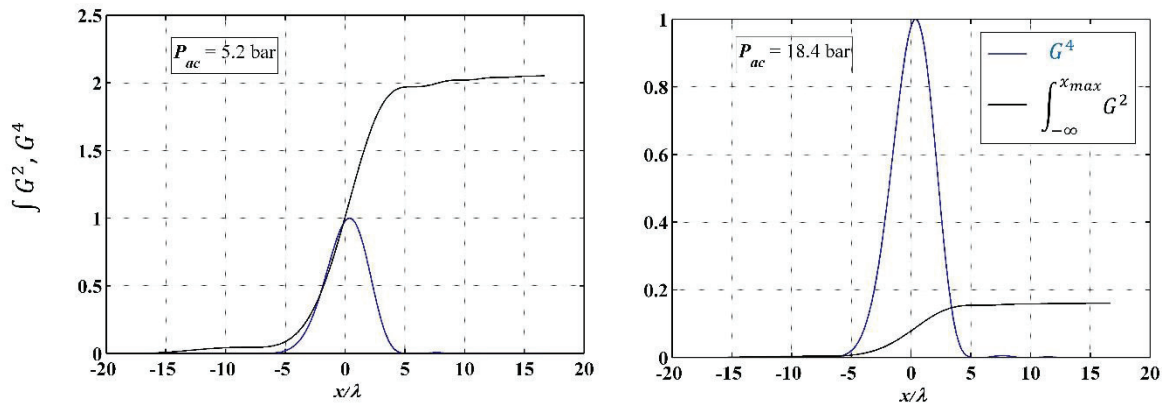


Fig. IV.8 Détermination de la position numérique décalée du maximum de vitesse atteint à partir de la résolution de l'équation (IV.12), (à gauche) : $P_{ac} = 5.2$ bar, (à droite) : $P_{ac} = 18.4$ bar. $f = 550$ KHz

On trouve que pour $P_{ac} = 18.4$ bar, la position calculée x_{max} est égale à 3.38λ et que la position expérimentale, qui peut être déterminée directement à partir de la Figure IV.4, est égale à 3.72λ . Cette correspondance confirme l'hypothèse qui dit que pour la pression appliquée la plus élevée, la force inertielle continue à se produire et est importante même en aval du foyer.

Par ailleurs, la cavitation, n'apparaissant pas en dessous de cette amplitude de pression, elle n'est pas la cause du décalage de la position du maximum. En effet, dans le chapitre précédent, l'écoulement de streaming s'est révélé stable pour la plage de pression acoustique inférieure à 15,7 bar, ce qui confirme bien qu'il n'y a pas de cavitation qui se produit en dessous de cette amplitude de pression.

IV.3.2 Comparaison de l'écoulement de streaming à un écoulement de type jet

Comme nous l'avons mentionné dans la section IV.2 de ce chapitre, l'évolution transversale de la vitesse axiale moyenne tracée dans la Figure IV.5, indique l'existence d'une zone d'entraînement du fluide accompagné d'une diminution de la vitesse centrale sur l'axe et d'une conservation de l'allure des profils de vitesse. Cette évolution ressemble à l'évolution des profils transverses d'un jet conventionnel (voir section IV.1 de ce chapitre). Des investigations antérieures comme celles de Moudjed et al. [6] et de Dentry et al. [8], se sont penchées sur le streaming généré par un faisceau ultrasonore plan, en s'attachant à comparer certains comportements à ceux d'un écoulement de type jet libre. Dans la présente étude, on étudie le cas particulier du streaming généré par un champ focalisé et on le compare à un jet circulaire libre en s'appuyant sur plusieurs éléments de comparaison pertinents qui ne sont

autres que les paramètres caractéristiques d'un jet évoqués dans la première section de ce chapitre. Ses paramètres sont l'évolution des profils transverses de la vitesse le long de l'axe acoustique, l'évolution de la vitesse centrale sur l'axe, l'évolution de la largeur à mi-hauteur, le flux de quantité de mouvement, et le facteur de forme. Pour caractériser l'écoulement de streaming en question, on traite un par un ces paramètres en se basant sur les données mesurées du streaming présenté en section IV.2.

Structure de l'écoulement

Pour un jet libre circulaire classique, les trois zones liées à la diminution de la vitesse maximale de l'axe central sont le cône potentiel, la zone de transition et la zone d'autosimilarité. Ces trois zones ne peuvent pas être distinguées clairement dans l'écoulement de streaming. En effet, la source d'un jet classique qui peut être facilement définie au niveau d'une buse d'éjection de fluide en mouvement dans un fluide au repos, n'a pas d'équivalent explicite pour le streaming et ne correspond en aucun cas à la source physique qui est la surface du transducteur. En effet, le jet se crée bien au-delà de la surface du transducteur, dans toute la zone en amont du foyer (voir Figure IV.9). Le cône potentiel, où la vitesse centrale est uniforme et égale à la vitesse de l'écoulement dans un jet (à la sortie de la source virtuelle) [2], n'existe donc pas dans l'écoulement de streaming. Pour ce dernier, on ne peut distinguer que deux zones liées approximativement à la position focale : une zone de création du jet en amont du foyer, où la vitesse sur l'axe central augmente jusqu'à son maximum (positionné au foyer ou jusqu'à 2.5λ en aval pour les amplitudes acoustiques les plus élevées), et une zone d'entraînement, où la vitesse maximale atteinte sur l'axe diminue progressivement. On rappelle, ici que la vitesse centrale sur l'axe qu'on va appeler $U_c(x)$ et la largeur à mi-hauteur qu'on va appeler $w(x)$ sont déjà évoqués et définis dans le premier paragraphe de ce chapitre.

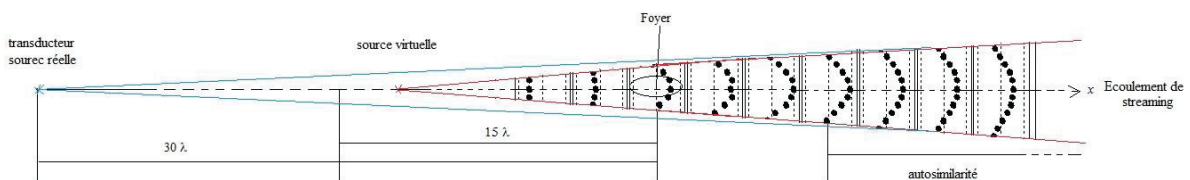


Fig. IV.9 Schéma de l'évolution d'un écoulement de streaming

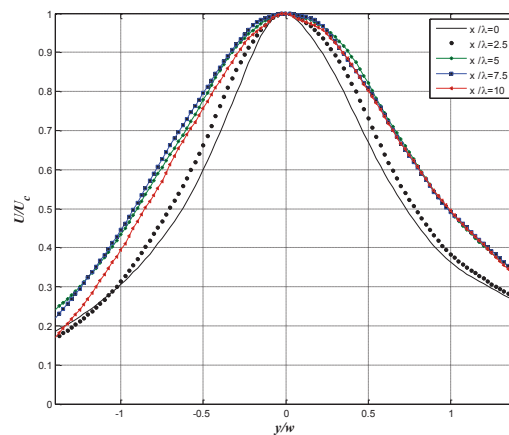
Autosimilarité

La relation (IV.13), explique la notion d'autosimilarité qui traduit l'uniformité des profils transverses de la vitesse et le fait qu'en normalisant la vitesse par la vitesse centrale sur l'axe et la position radiale y par la largeur $w(x)$, son évolution transversale ne dépend plus de la position axiale :

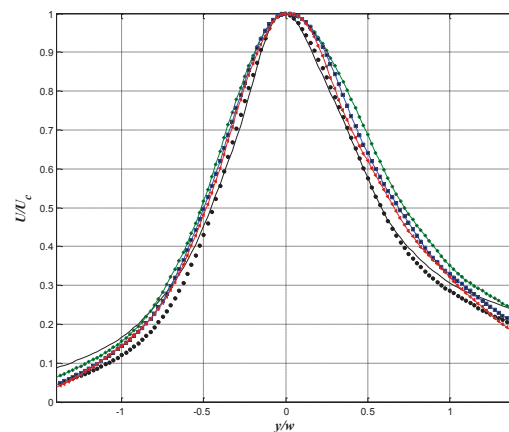
$$\frac{U(x,y)}{U_c(x,y)} = \Psi\left(\frac{y}{w(x)}\right) \quad (IV.13)$$

avec ψ une fonction décrivant les profils transverses autosimilaires.

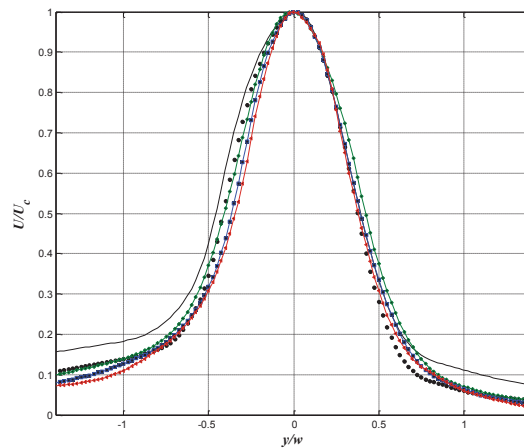
La Figure IV.10 illustre les profils transversaux de la vitesse normalisée par le maximum local de vitesse en fonction de la position radiale normalisée par la largeur à mi-hauteur. On compare ces profils pour différentes positions axiales en aval du foyer. D'après cette figure, les profils commencent à être confondus à partir de la position $x=7.5\lambda$, indiquant que l'écoulement atteint un état d'autosimilarité où les profils transverses gardent la même allure.



a)



b)



c)

Fig. IV.10 Variation transversal de la vitesse axiale moyenne normalisée par le maximum local de vitesse U_c à différentes positions en aval de la position du maximum global pour différentes pressions acoustiques appliquées

a) $P_{ac}=5.2$, bar, b) $P_{ac}=13$ bar et c) $P_{ac}=18.4$ bar.

Dans cette région, l'influence de la position x n'intervient qu'à travers l'amplitude de la vitesse centrale et la largeur d'un profil qui, lui, est indépendant de x .

L'existence de cette zone d'autosimilarité, est un élément fort d'identification de l'écoulement de streaming à un jet circulaire libre. C'est dans cette zone, donc, que la comparaison à un jet libre prend son sens : on se concentre sur cette zone par la suite pour comparer les deux propriétés du jet, résumées dans le tableau IV.1.

Largeur à mi-hauteur w

La largeur à mi-hauteur des profils de vitesse définie plus haut, est tracée sur la Figure IV.11 en fonction de la position par rapport au foyer et pour différentes pressions acoustiques appliquées. La Figure IV.11 montre l'évolution de la largeur du champ du streaming sur une distance qui s'étend de 5λ en amont du foyer jusqu'à 15λ en aval. On y voit le rétrécissement du champ entraîné avant la position du foyer, puis son élargissement à partir du foyer.

Les résultats montrent que la largeur à mi-hauteur augmente linéairement avec la position axiale en aval du foyer. Ce comportement correspond à celui d'un jet circulaire libre (voir tableau IV.1), ce qui donne un autre élément de forte ressemblance entre les deux écoulements. Par ailleurs, dans le cas d'un jet libre, le sommet du cône potentiel formé par la prolongation de ces droites et leur intersection avec l'axe des abscisses permet d'identifier

l'origine virtuelle du jet qui ne correspond pas au point d'injection. De la même façon, ici, on peut prolonger ces droites et identifier une origine virtuelle, qui ne correspond pas au foyer. Les origines virtuelles de l'entraînement du fluide obtenues sur cette base pour chacune des pressions appliquées sont résumées dans le tableau IV.2. Concernant l'influence de la pression acoustique appliquée, on constate un élargissement plus lent pour les fortes pressions acoustiques, allant de pair avec un éloignement de l'origine virtuelle du jet vis-à-vis du foyer acoustique.

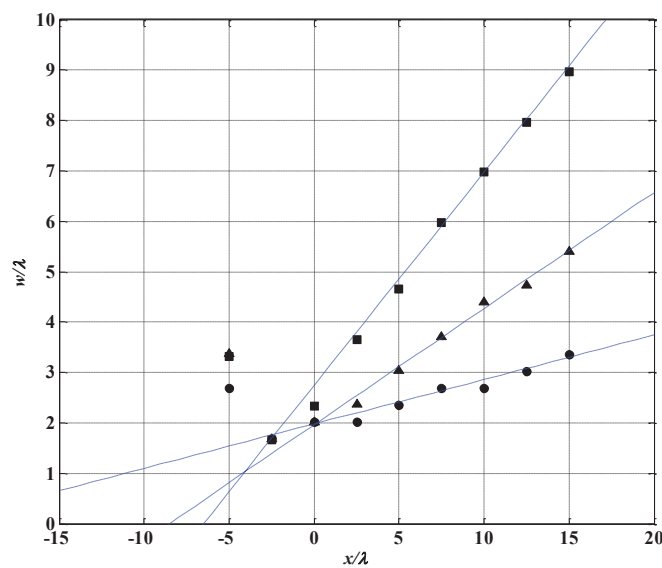


Fig.IV.11 Evolution axiale de la largeur à mi-hauteur de l'écoulement de streaming en fonction de la pression acoustique appliquée: $P_{ac} = 5.2$ bar (■), $P_{ac} = 13$ bar (▲), et $P_{ac} = 18.4$ bar (●), Interpolation linéaire (--).

Intersection de la droite (● - -) à $x = -22.5\lambda$

Evolution de la vitesse centrale sur l'axe U_c

L'évolution de la vitesse maximale locale atteinte sur l'axe en fonction de la position axiale dans la zone d'autosimilarité, est illustrée dans la Figure IV.12. Ce paramètre est un indicateur important sur lequel se base la caractérisation des jets. Pour un jet circulaire libre, l'augmentation linéaire, avec x , de la largeur du jet implique, pour satisfaire la conservation du flux d'impulsion du jet, une décroissance en $1/x$ de la vitesse sur l'axe U_c [4,9,10]. Dans cette Figure IV.12 on présente l'inverse de U_c normalisée par la vitesse maximale U_{max} en fonction de x . On constate que le rapport U_{max} / U_c varie linéairement en fonction de la position axiale pour $x > 5\lambda$. Ceci revient à conclure que cette vitesse maximale locale atteinte

est inversement proportionnelle à la position axiale dans cette zone d'élargissement linéaire, tout comme dans le cas d'un jet circulaire libre (voir tableau IV.1). En ce qui concerne le comportement vis-à-vis de la pression acoustique appliquée, cette évolution est plus rapide pour les faibles pressions.

Table IV.2 Origines virtuelles déterminées à partir de l'évolution de U_c et de w

P_{ac}	5.2 bar	13 bar	18.4 bar
x_0 évalué à partir de $w(x)$	$\sim -6.5\lambda$	$\sim -8\lambda$	$\sim -22.5\lambda$
x_0 évalué à partir de $U_{max}(x)/U_c(x)$	$\sim -13\lambda$	$\sim -17.5\lambda$	$\sim -25\lambda$

Toutefois, les origines virtuelles qui s'obtiennent par l'intersection des droites de vitesse avec l'axe des abscisses, ne correspondent pas aux origines obtenues dans la Figure IV.11. Compte tenu de la faible précision dans la détermination de cette grandeur, un écart est observé entre la position de l'origine virtuelle estimée par l'évolution de la largeur du champ entraîné et celle estimée par l'évolution du maximum local de vitesse.

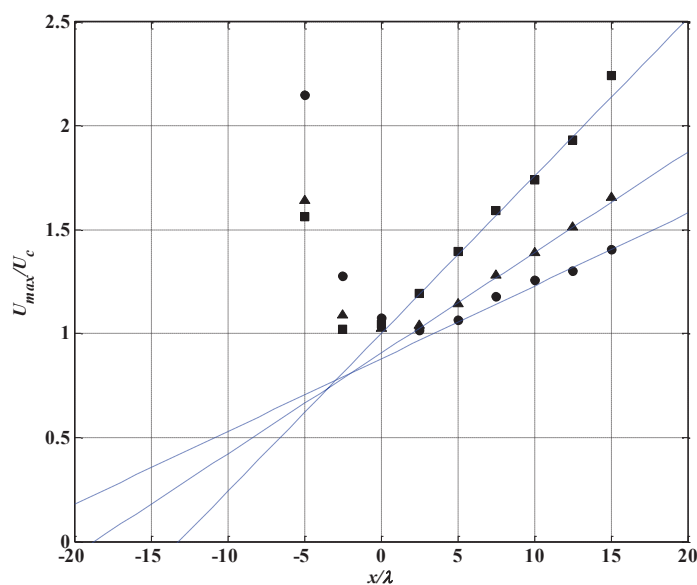


Fig. IV.12 Evolution du maximum local de la vitesse axiale moyenne avec la position x en aval du foyer pour différentes pressions acoustiques appliquées: $P_{ac}=5.2$ bar (■), $P_{ac}=13$ bar (▲), $P_{ac}=18.4$ bar (●).

D'après les Figures IV.11 et IV.12, on peut conclure que le long de l'axe acoustique et en aval du foyer, l'écoulement généré est accompagné d'un élargissement radial, mais en même temps, d'une diminution du maximum de vitesse atteint sur l'axe acoustique.

Pour évaluer si cet écart est bien lié à l'incertitude sur la détermination de cette grandeur, on s'intéresse à la conservation du flux d'impulsion sur une section du jet. La compatibilité de cette conservation avec les évolutions de $w(x)$ et $U_c(x)$ peut être facilement évaluée dans la zone d'autosimilarité. En effet, partant du principe que, pour un jet libre, la quantité de mouvement se conserve, et en tenant compte de la relation (IV.13) traduisant l'autosimilarité, la quantité $U_c^2 w^2$ doit elle aussi se conserver dans la zone d'autosimilarité. L'évolution de cette quantité pour le cas de l'écoulement de streaming est illustrée dans la Figure IV.13.

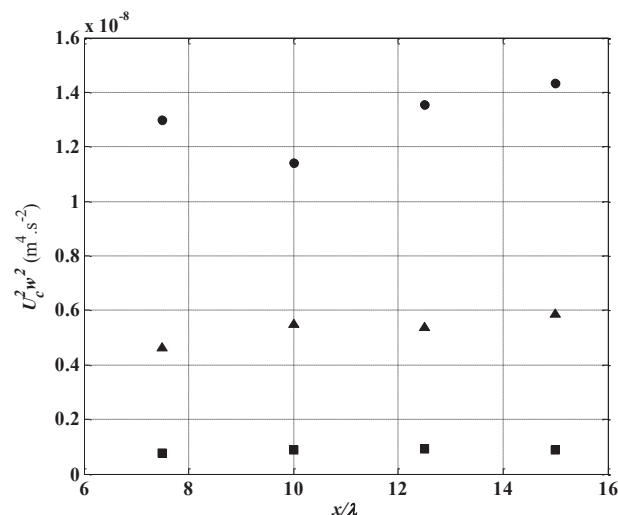


Fig. IV.13 Approximation du caractère conservatif de l'évolution de U_c et w : $P_{ac} = 5.2 \text{ bar}$ (■), $P_{ac} = 13 \text{ bar}$ (▲), $P_{ac} = 18.4 \text{ bar}$ (●).

La Figure IV.13 montre que les mesures de l'élargissement de la partie entraînée du fluide compensé par la diminution de la vitesse centrale atteinte sur l'axe sont compatibles avec la conservation de la quantité $U_c^2 w^2$. Pour le cas de la plus haute pression acoustique, les fluctuations observées sont dues à l'augmentation de la turbulence de l'écoulement. L'évolution longitudinale de la quantité de mouvement est discutée plus complètement dans le paragraphe suivant.

Flux de quantité de mouvement

On s'intéresse ici au flux de quantité de mouvement y compris en amont de la zone d'autosimilarité. Il est tracé sur la Figure IV.14, à partir de l'expression suivante [2]:

$$M = \int_0^w \rho 2\pi y U(y)^2 dy \quad (\text{IV.14})$$

La quantité de mouvement est conservée pour un jet libre circulaire, vu qu'il n'y a pas de gradient de pression hydrodynamique [4], dès lors que la condition d'infinité du domaine est satisfaite de sorte qu'aucun écoulement de retour ne se produit [11].

Dans notre cas, la distribution de force liée au champ acoustique (voir Figure II.2) fait que la quantité de mouvement augmente dans toute la zone où cette force est significative (jusqu'à $x \approx 10 \lambda$ sur les profils des champs acoustiques).

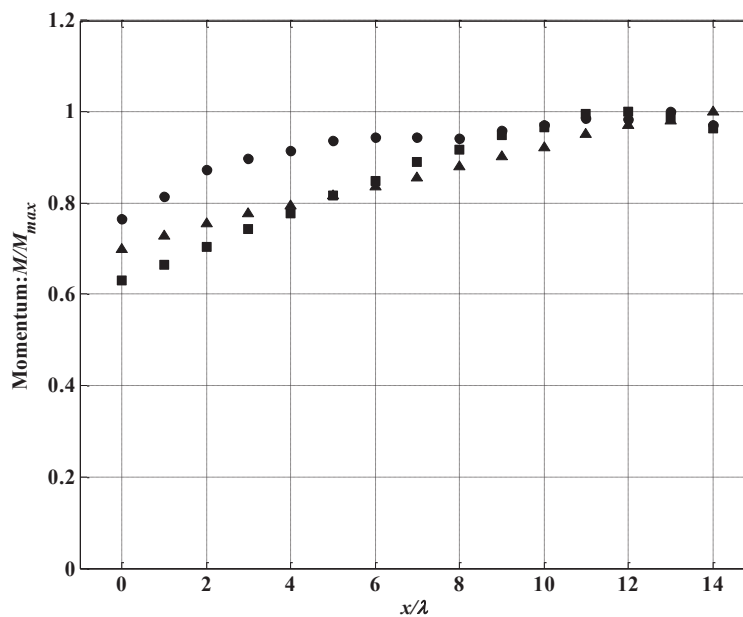


Fig.IV.14: Quantité de mouvement normalisée pour différentes pressions acoustiques appliquées: $P_{ac} = 5.2$ bar (■), $P_{ac} = 13$ bar (▲) et $P_{ac} = 18.4$ bar (●)

Conformément à cette analyse, la Figure IV.14 montre bien que la quantité de mouvement n'est pas conservée en aval de la zone d'autosimilarité et continue à croître, du fait que les forces acoustiques agissent sur le fluide même en aval du foyer acoustique. La conservation

de M n'est observée qu'à partir de $x \approx 10\lambda$, là où l'effet de la pression acoustique sur le fluide est négligeable.

Flux de masse

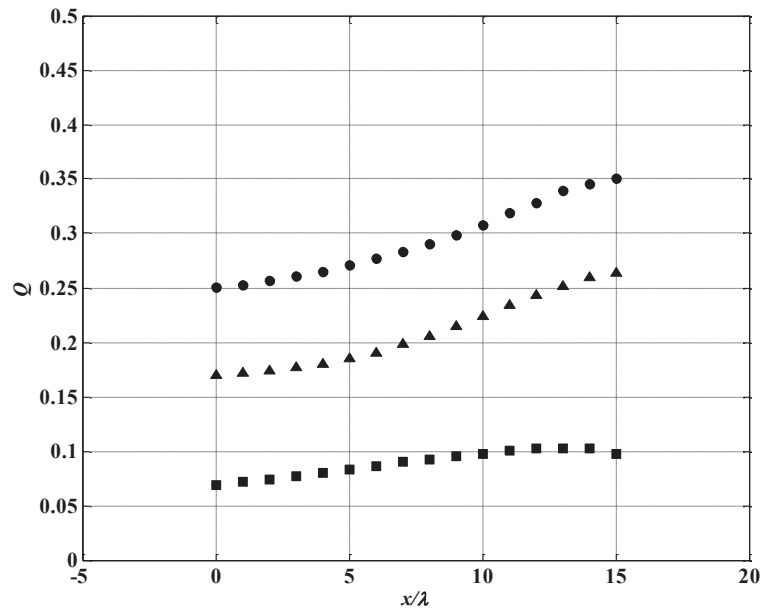


Fig. IV.15: Flux de masse pour différentes pressions acoustiques appliquées: $P_{ac} = 5.2$ bar (■), $P_{ac} = 13$ bar (▲) et $P_{ac} = 18.4$ bar (●)

Selon la Figure IV.15, le flux de masse augmente dans toute la zone de mesure indépendamment de la pression acoustique appliquée. Ceci traduit l'entraînement du fluide présent dans toute la zone de développement du jet. En d'autres termes, le jet « entraîne », dans son mouvement, de plus en plus de fluide initialement immobile.

Facteur de forme

Un autre paramètre couramment utilisé pour caractériser les jets est le facteur de forme. Il caractérise en particulier les propriétés des couches limites notamment celles des jets libres. Ce facteur, ainsi que les quantités qui lui sont liées, à savoir, l'épaisseur de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement, peuvent être calculées dans le cas de notre écoulement de streaming et évalués respectivement comme suit :

$$H = \frac{\delta}{\theta} \tag{IV.15}$$

$$\delta = \int_0^{w_0} \left(1 - \frac{U(y)}{U_{\max}}\right) dy \quad (\text{IV.16})$$

$$\theta = \int_0^{w_0} \frac{U(y)}{U_{\max}} \left(1 - \frac{U(y)}{U_{\max}}\right) dy \quad (\text{IV.17})$$

Dans notre cas, on a considéré la largeur à mi-hauteur à la position focale w_0 comme étant le diamètre de la source d'un écoulement de jet. Ce diamètre dépend de la pression acoustique appliquée et donc du nombre de Reynolds initial (on considère que c'est celui au foyer) et qui varie entre 15 et 150 environ pour une pression entre 5.2 et 18.4 bar. Le facteur de forme obtenu dans ce cas est présenté dans la Figure IV.16

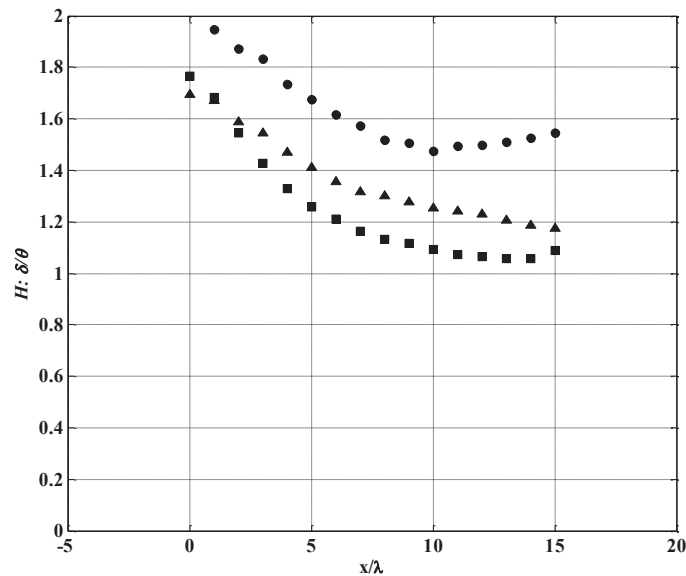


Fig. IV.16 Facteur de forme de l'écoulement de streaming pour différentes pressions acoustiques $P_{ac} = 5.2$ bar (■), $P_{ac} = 13$ bar (▲), $P_{ac} = 18.4$ bar (●).

La Figure IV.16 indique que le facteur de forme diminue en fonction de la position axiale, ce qui tendrait à montrer, qu'à partir du foyer, le caractère turbulent s'amplifie au fur et à mesure qu'on s'éloigne du foyer. A ce niveau, une autre singularité importante du streaming par rapport à un jet circulaire classique apparaît par rapport aux valeurs limites classiques du facteur de forme. L'interprétation de ces valeurs de facteur de forme qui se distinguent de celles de couches limites classiques n'est pas évidente compte tenu de la façon très singulière dont est « construit » notre cisaillement.

En ce qui concerne l'évolution de ce facteur en fonction de la pression acoustique appliquée, et donc en fonction de la condition initiale de turbulence, celui-ci dépend fortement de cette pression. Cependant, et contrairement à ce que l'on attendait, cette évolution montre que le caractère turbulent du streaming dans la zone étudiée est décroissant en fonction de la pression acoustique appliquée. La compréhension de ce comportement, singulier, demanderait plus d'investigations dans cette zone ainsi que dans la zone plus en aval.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la caractérisation expérimentale de la dynamique du streaming acoustique. Il a permis d'aboutir à une compréhension plus profonde du phénomène de streaming généré par un champ ultrasonore focalisé à travers une comparaison de cet écoulement à un jet classique qui est le jet circulaire libre. Les résultats ont montré, que le streaming acoustique d'un champ focalisé bien qu'il présente des différences de structure avec un jet classique (source virtuelle, zone de construction dans le fluide même, non conservation de quantité de mouvement, développement singulier des cisaillement), présente des caractéristiques communes fortes, notamment pour ce qui correspond à la zone d'autosimilarité (l'évolution de la largeur du champ de streaming et de la vitesse centrale sur l'axe en fonction de la position axiale).

Bibliographie

- [1] Prandtl, L. (1935). The mechanics of viscous fluids. *Aerodynamic theory*, 3(344), 208.
- [2] Squire, H. B., & Trouncer, J. (1944). *Round jets in a general stream* (No. ARC-R/M-1974). Aeronautical Research Council London (United Kingdom).
- [3] Pai, S. I. (1954). Fluid dynamics of jets.
- [4] Schlichting H (1955) Boundary Layer Theory, *Mc Graw-Hill Series in Mechanical Engineering*
- [5] Goodman, J. W. (2015). *Statistical optics*. John Wiley & Sons.
- [6] Moudjed, B., Botton, V., Henry, D., Ben Hadid, H., & Garandet, J. P. (2014). Scaling and dimensional analysis of acoustic streaming jets. *Physics of Fluids*, 26(9), 093602.
- [7] Camarena, F., Adrián-Martínez, S., Jiménez, N., & Sánchez-Morcillo, V. (2013). Nonlinear focal shift beyond the geometrical focus in moderately focused acoustic beams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(2), 1463-1472.
- [8] Dentry, M. B., Yeo, L. Y., & Friend, J. R. (2014). Frequency effects on the scale and behavior of acoustic streaming. *Physical Review E*, 89(1), 013203.
- [9] A. A. Townsend, (1976) *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed. (Cambridge University Press, Cambridge.
- [10] W. K. George, (1989) *In Advances in Turbulence*, edited by W. K. George and R. Arndt (Hermisphere, New York, pp. 39–73.
- [11] Hussein, H. J., Capp, S. P., & George, W. K. (1994). Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258, 31-75.

Conclusion générale

Conçu et élaboré dans un contexte de recherche sur la sonothrombolyse extracorporelle, la présente thèse a porté sur la compréhension des phénomènes acoustiques et hydrodynamiques qui interviennent dans cette technique. On s'est intéressé, particulièrement, aux écoulements générés lors de l'application des ultrasons focalisés dans un liquide. Le travail a consisté à étudier minutieusement deux phénomènes hydroacoustiques qui résultent de la propagation des ondes focalisées dans le liquide, à savoir le streaming acoustique du fluide et l'effet de la force de radiation ultrasonore, agissant sur les particules solides et sur leur dynamique dans un écoulement.

La méthodologie adoptée pour étudier ces écoulements, a associé une approche expérimentale et une approche numérique. Dans l'approche expérimentale et comme outil d'investigation, nous avons développé une technique optique de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Celle-ci a permis de mesurer les écoulements du fluide ainsi que ceux des particules solides. Quant à la méthode numérique, elle était basée sur l'outil de simulation CFD (Computational Fluid Dynamics) à l'aide duquel on a pu modéliser et reproduire les écoulements du fluide obtenus dans les expériences.

Les travaux entrepris, ont permis, en premier lieu, d'évaluer et de valider la technique PIV en présence des ultrasons focalisés qui sont susceptibles d'influencer le mouvement des particules traceurs et, par la suite, d'affecter la pertinence des mesures. Cette technique étant validée, a débouché sur des résultats fiables concernant les deux phénomènes hydroacoustiques qui sont le streaming acoustique du fluide et la force de radiation qui s'applique sur les particules solides. Concernant le streaming acoustique, on a pu caractériser cet écoulement généré par un champ focalisé, un phénomène qui est peu traité dans la littérature. Les résultats en ce sens ont permis d'étudier l'influence de la pression acoustique sur la vitesse et la forme du streaming, d'expliquer le décalage de la position de la vitesse maximale atteinte par rapport au foyer, et de rapprocher certaines propriétés de l'écoulement obtenu à celles d'un jet circulaire libre. Nous avons montré que l'écoulement de streaming, même s'il présente des différences de structure avec ce jet classique, possède d'importantes caractéristiques communes, notamment, concernant l'existence d'une zone d'autosimilarité. Pour ce qui est de la force de radiation ultrasonore, nous avons pu étudier son effet sur les particules solides sphériques en suspension dans un écoulement de liquide et pu montrer qu'au-delà d'un diamètre critique, l'écoulement des particules est dominé par la force de radiation plutôt que par l'entraînement du fluide. Ce résultat, ouvre des perspectives quant au

piégeage des fragments libérés du caillot lors de la sonothrombolyse en fonction de la distribution de taille de ces fragments. Par ailleurs, la correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux obtenus, a validé le modèle numérique adopté quant aux forces acoustiques mises en jeu dans un milieu infini. Ceci permettrait d'étendre l'étude numérique à des configurations géométriques plus complexes (confinement, tube sténosés, élastiques...) qui peuvent être difficiles à réaliser expérimentalement.

Ce travail a permis une compréhension plus profonde des phénomènes hydrodynamiques se produisant lors de l'application des HIFU dans un milieu liquide chargé de particules, chose qui facilitera, ultérieurement, le contrôle et l'optimisation des tirs ultrasonores (direction des tirs, durée du traitement, focalisation...). En optimisant la technique de sono-thrombolyse, l'objectif final qui consiste à mettre au point un traitement extracorporel et non invasif des maladies cardiovasculaires et coronariennes, pourrait être atteint, et ferait parvenir un jour à faire de la sonothrombolyse, un traitement substitutif ou complémentaire aux traitements existants.

Titres et travaux

CONFERENCES:

- R. Ben Haj Slama, M. Ben Chiekh, B. Gilles, JC Béra, A. Jemni, «*Investigations of flows and behavior of released particles during focused Ultrasound blood clot destruction*», 8ème Journées Tunisiennes sur les Ecoulements et les transferts JTET, Sousse, Tunisia, November 2013. Oral communication.
- R. Ben Haj Slama, M. Ben Chiekh, B. Gilles, J.C. Béra «*CFD Study of Released Fragment Dynamics in a Poststenotic Blood Region During Ultrasound Thrombolysis*», First International Conference on Mechanics and Energy ICME, Monastir, Tunisia, March 2014. Oral communication.
- R. Ben Haj Slama, M. Ben Chiekh, B. Gilles, J.C. Béra «*Extracorporeal Sono-Thrombolysis Investigations: Acoustic Streaming Generated by Focused Ultrasound Waves*», The International Conference of Engineering Sciences fir Biology and Medicine ESBM, Monastir, Tunisia, May 2015. First prize poster.
- R. Ben Haj Slama, M. Ben Chiekh, B. Gilles, J.C. Béra «*Generated Flow In Fluid Medium By Focused Ultrasound: Acoustic Streaming*», 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing Naples, Italy, June 2015. Oral communication.
- R. Ben Haj Slama, M. Ben Chiekh, B. Gilles, J.C. Béra «*Qualification de la Technique de Mesure PIV en vue d'une Caractérisation du Champ de Streaming Acoustique Généré par Ultrasons Focalisés*», The 13th French Acoustic Congress and the 20th Conference Vibrations, SHocks and NOise, Le Mans, France, April 2016. Oral communication.
- R. Ben Haj Slama, B. Gilles, M. Ben Chiekh, JC Béra, «*Characterization of Focused Ultrasound Induced Acoustic Streaming*», 9ème Journées Tunisiennes sur les Ecoulements et les transferts JTET, Hammamat, Tunisia, December 2017. Oral communication.
- R. Ben Haj Slama, B. Gilles, M. Ben Chiekh, JC Béra, «*Characterization of Focused Ultrasound Induced Acoustic Streaming*», 23rd Congrès Français de Mécanique CFM, Lille, France, September 2017. Oral communication.

PAPERS:

- S. Montalescot, B. Roger, A. Zorgani, R. Souchon, P. Grasland-Mongrain, R. Ben Haj Slama, J.-C. Bera, and S. Catheline «*Electrolysis-induced bubbling in soft solids for elastic-wave generation*», Applied Physics Letters, 108, 094105, March 2016
- R. Ben Haj Slama, B. Gilles, M. Ben Chiekh, J.C. Béra « *PIV for the characterization of focused field induced acoustic streaming: seeding particle choice evaluation* » Ultrasonics, January 2017
- R. Ben Haj Slama, B. Gilles, M. Ben Chiekh, J.C. Béra « Characterization of Focused Ultrasound induced Acoustic Streaming. Comparison with a free jet flow » Publication in progress

