



HAL
open science

Etude d'une assemblée de bulles microfluidiques excitées par une onde ultrasonore : transmission acoustique et phénomène de streaming

Thomas Combriat

► To cite this version:

Thomas Combriat. Etude d'une assemblée de bulles microfluidiques excitées par une onde ultrasonore : transmission acoustique et phénomène de streaming. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY052 . tel-02057669

HAL Id: tel-02057669

<https://theses.hal.science/tel-02057669v1>

Submitted on 5 Mar 2019

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

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



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique de la Matière Condensée et du Rayonnement

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Thomas COMBRIAT

Thèse dirigée par **Philippe (edphys) MARMOTTANT**

et codirigée par **Pierre (phys) THIBAUT**

préparée au sein du **Laboratoire Laboratoire Interdisciplinaire
de Physique**

dans l'**École Doctorale Physique**

Etude d'une assemblée de bulles microfluidiques excitées par une onde ultrasonore : transmission acoustique et phénomène de streaming

Study of ultrasonic driven microfluidics bubbles: acoustic transmission and streaming phenomenon

Thèse soutenue publiquement le **13 novembre 2018**,
devant le jury composé de :

Monsieur VALENTIN LEROY

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PARIS-VILLEJUIF,
Rapporteur

Monsieur MICHAËL BAUDOIN

PROFESSEUR, UNIVERSITE LILLE , Rapporteur

Madame FLORENCE ELIAS

PROFESSEUR, UNIVERSITE PARIS 7, Président

Monsieur EMMANUEL BOSSY

PROFESSEUR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES, Examineur

Remerciements

Avoir l'opportunité de faire une thèse est une chance et c'est pourquoi je souhaite tout d'abord remercier Philippe et Pierre de me l'avoir donnée. Merci de m'avoir laissé une grande autonomie et de m'avoir accordé votre confiance sur ce sujet très riche à la frontière entre l'acoustique et la mécanique des fluides ainsi que d'avoir accepté mes différentes pérégrinations expérimentales et collaboratives !

Je remercie également les membres de mon jury, d'avoir accepté de se plonger dans ce travail de thèse, de l'avoir évalué et pour toutes les discussions scientifiques que nous avons pu avoir !

Bien que cette situation soit appréciée des physiciens, une thèse ne se fait pas *seul dans l'univers* et le LIPhy est un environnement extrêmement agréable, tant du point de vue scientifique que humain. C'est pourquoi je souhaite remercier les membres du laboratoire, en particulier Salima, Thomas P., Philippe P., Benjamin, Catherine et Gwennou pour votre aide et nos discussions au quotidien, Olivier pour écoute et ta magnanimité, Patrice pour toutes les discussions électroniques, mécaniques et Arduinesques que l'on a pu avoir pendant toutes ces années ! Je n'oublie pas bien sûr Danièle pour son soutien en salle blanche mais également tous les membres de l'atelier, David, Robert, Damien, Christophe et Ralph pour leur bonne humeur et leur aide ainsi que Michaël en particulier pour la construction des miroirs extrêmement fins et Jean-Marc, Nadine et Stéphane pour tout dépatouillage informatique ou administratif.

Un grand merci également à mes stagiaires, Asma pour ta vivacité et ton autonomie exceptionnelle et Théotime pour ta pugnacité et ton efficacité sur des expériences qui n'étaient pas évidentes. J'espère que vous aurez, durant vos thèses, l'occasion de rencontrer des stagiaires aussi agréables et intéressants que vous ne l'êtes !

Flore, l'héritage, la formation que tu m'as donnée à mon arrivée ainsi que ton intérêt même après ton départ pour ce sujet m'ont été d'une grande aide. J'ai beaucoup appris à ton contact, merci. Merci à Nicolas et Maxime pour toutes les discussions de fond concernant l'acoustique, les bulles ou les expériences. Même si toutes nos bulles avaient des dimensions très différentes, nos problèmes ont souvent été communs et cela toujours été très agréable de travailler avec vous !

Merci également à tous les doctorants et post-doctorants avec qui j'ai passé beaucoup de bons moments que ce soit au LIPhy ou ailleurs : Heather, Nil, Diane et Ianis, mes co-bureaux ; Léo D. et Clément pour tous les moments de musique ou d'électronique mais aussi Thibaut, Matthieu, Léo G. Céline, Marvin, Sylvain, Alain, Loïc, Rachel, Mehdi, Candice et tous les autres pour tout ce que l'on a pu partager ensemble.

Je suis également redevable aux amis extérieurs au laboratoire pour leur présence et leur soutien : Marine, Manon et Doan mes colocataires, Victor, Quentin, Thibault Étienne, Léo, Raphaël, Benoit, Amélia (. . .) avec qui j'ai pu partager (entre autre) les bancs de l'université et bien plus encore.

La plupart des outils utilisés pour cette thèse, que ce soit pour l'expérimentation, le traitement de données et les simulations sont des logiciels libres. Merci à tous les acteurs de cette communauté de partager leur travail et de contribuer à une vision plus ouverte et collaborative de la science, de la technique et du monde. . .

Enfin, merci à mon père, en particulier pour sa relecture de ce manuscrit, et à Renée pour votre aide en toutes circonstances. Enfin merci à toi Océane, pour ce que tu es, tout simplement.

It is your job, as a physicist, to understand...

Alexander Doinikov, s'adressant à Philippe Marmottant

Table des matières

1	Introduction : les bulles et l'acoustique	1
1.1	De l'acoustique des bulles	2
	Le son produit par les cascades	2
	Les ensembles de bulles comme méta-matériaux acoustiques	2
	L'apport de la microfluidique	3
1.2	Le streaming acoustique	4
	Les écoulements microfluidiques et leurs limitations	4
	Le phénomène d'écoulement redressé (encore appelé « streaming »)	4
	Les bulles et le streaming	5
1.3	Organisation du manuscrit	5
2	Matériel et méthodes	7
2.1	La production et le piégeage de bulles microfluidiques	8
	2.1.1 La microfluidique	8
	2.1.2 Production de bulles	9
	2.1.3 Piégeage de bulles dans des puits d'énergie potentielle	11
2.2	Acoustique	12
	2.2.1 Cuve à ondes	13
	2.2.2 Excitation ultrasonore	14
	2.2.3 Mesures ultrasonores	15
	Hydrophones	15
	Platine de translation	17
	2.2.4 Imagerie longue distance et porte échantillon	18
	2.2.5 Performances et intérêts du montage	20
	2.2.6 Traitement des signaux acoustiques	21
2.3	Étude du phénomène de streaming	21
	2.3.1 Excitation d'un ensemble de micro-bulles par une onde ultrasonore	22
	2.3.2 Imagerie	22
	2.3.3 Étude des écoulements	23

TABLE DES MATIÈRES

	Tracé direct des lignes de courant	23
	Suivi de particules	25
	Champs de vitesse	25
2.4	Conclusion	26
3	Influence d'une assemblée de bulles sur une onde ultrasonore	27
3.1	Introduction	28
3.2	Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques	30
3.2.1	Acquisition et déconvolution des signaux acoustiques	30
3.2.2	Spectres de transmission	32
3.2.3	Renormalisation : coefficient κ	32
3.2.4	Extraction de la contribution des bulles	35
3.3	Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles	37
3.3.1	Fréquence de résonance d'un plan de bulles bi-dimensionnelles	37
	Prévision théorique de la fréquence de résonance d'un nuage de bulles tri-dimensionnelles	38
	Observation expérimentale	38
	Relation de Minnaert pour des bulles bi-dimensionnelles	39
3.3.2	Transmission au travers un plan de bulles bi-dimensionnelles	39
	Section efficace de bulles bi-dimensionnelles	42
3.4	Conclusion	43
4	Étude d'un ensemble de microbulles excitées acoustiquement : vibrations, streaming et zones d'exclusion	47
4.1	Oscillations de bulles et phénomènes de couplage	48
4.1.1	Vibration d'une bulle seule	48
	Pulsation	48
	Modes d'ordres supérieurs	50
4.1.2	Couplage d'une assemblée de bulle	50
4.1.3	Effet des couplages sur les modes de vibrations	52
	Cas à deux bulles	53
	Cas à N bulles	54
4.2	Vous avez dit streaming?	55
4.2.1	Mixed-mode streaming	56
4.3	Streaming créé par un ensemble de bulles en l'absence d'écoulement extérieur	58
4.3.1	Système à deux bulles	58
	Théorie	58

Comparaison aux expériences	59
4.3.2 Système de N bulles	63
4.4 Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion	65
4.4.1 Zone d'exclusion créée par deux bulles	65
Observation expérimentale	65
Théorie : en l'absence d'excitation ultrasonore	66
Prise en compte de l'écoulement de streaming	67
Caractéristiques de la zone d'exclusion générée	68
Et si les bulles ne sont pas dans l'axe du flux incident ?	71
4.4.2 Écoulement total créé par une assemblée de bulles sous écoulement extérieur	72
Cas simple où les bulles sont équivalentes par symétrie	72
Cas où les bulles ne sont pas équivalentes : le pinball microfluidique	72
De l'importance des défauts	74
Et le mélange en microfluidique ?	75
4.5 Conclusion	76
5 Conclusion et perspectives	77
Acoustique des milieux bulleux	77
Les zones d'exclusion	78
6 Annexes	81
6.1 Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST	82
6.1.1 De l'intérêt d'un logiciel de tracking performant	82
6.1.2 Principes	83
6.1.3 Mise en œuvre	83
Détection	83
Liens	85
6.1.4 Post traitement	86
Champs de vitesse, de divergence et de rotationnel	86
6.2 Annexe 2 : Fréquences et modes de résonance de trois bulles couplées	88
6.2.1 Système considéré	88
6.2.2 Pulsations propres	88
6.2.3 Modes propres	89
Résumé	96
Abstract	96

Chapitre 1

Introduction : les bulles et l'acoustique

Quand on parle de bulles, on s'imagine généralement la cavité de gaz, de forme sphérique, remontant à la surface d'un liquide. Bien que l'on parle de la bulle comme une entité à part entière, la présence de la phase liquide – dense et incompressible – autour de la phase gazeuse – peu dense et très compressible – donne à la bulle des propriétés très intéressantes du point de vue de l'acoustique. La poche de gaz, de par sa compressibilité, voit son volume changer lorsqu'un changement de la pression extérieure intervient. Elle est capable d'osciller, à l'instar d'un ressort. Dans ce mouvement d'oscillation, la cavité de gaz entraîne le liquide environnant avec elle. Cette phase liquide, bien plus dense que le gaz, agit ainsi comme une masse que le ressort doit mettre en mouvement lors de son oscillation. On peut donc voir le système comprenant la bulle et son liquide environnant comme la mise au contact d'un ressort de masse négligeable – la bulle – avec une masse importante – le liquide.

Cette masse, que la bulle doit entraîner dans son mouvement, donne à cet oscillateur une fréquence naturelle d'oscillation étonnamment basse, dont la longueur d'onde est incomparablement plus grande que la taille de la bulle elle-même. Ceci est en contradiction avec la vision que l'on a habituellement des résonateurs acoustiques, dont le tube ouvert-ouvert est le représentant le plus simple, qui résonnent généralement à des longueurs d'onde de l'ordre de leur propre taille.

En conséquence la bulle va avoir des propriétés intéressantes à la fois en acoustique, du



FIGURE 1.1 – Leighton mesurant le son produit par les bulles près d'une cascade à l'aide d'un hydrophone. Issu de [Leighton and Walton, 1987].

fait de cette fréquence de résonance très basse, mais aussi en mécanique des fluides puisque la bulle, dans son oscillation, entraîne le fluide environnant.

1.1 De l'acoustique des bulles

Le son produit par les cascades

Cette qualité de résonateur *sub-longueur d'onde* des bulles a été quantifiée pour la première fois par Minnaert [Minnaert, 1933] cherchant à comprendre l'origine du son produit lorsqu'un jet de liquide tombe dans un bassin. Il a ainsi montré que ce son prend son origine dans les bulles créées par l'impact qui oscillent dans l'eau environnante, produisant une onde sonore, et que les bulles sont des résonateurs sub-longueur d'onde. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par Leighton (voir Fig. 1.1).

Les ensembles de bulles comme méta-matériaux acoustiques

Cette caractéristique un peu particulière de l'acoustique des bulles a plus récemment été exploitée pour la recherche sur les méta-matériaux acoustiques. Par analogie avec les méta-matériaux électromagnétiques, qui sont définis par une permittivité et une perméabilité négatives et qui présentent des propriétés étonnantes telles que des indices de réfraction négatifs, on définit généralement les méta-matériaux acoustiques comme des matériaux ayant soit un indice de réfraction négatif soit un module de compressibilité négatif, soit les deux. Un matériel composé de bulles entre dans la deuxième catégorie : lors de l'application d'une pression extérieure positive, le matériel va chercher à augmenter son volume [Brunet et al., 2015] du fait de la forte compressibilité des bulles.

En raison de cette caractéristique étonnante, de tels matériaux ont la propriété d'interagir avec des longueurs d'ondes beaucoup plus importantes que leur propre taille. Cela les distingue des matériaux de type « réseaux de Bragg » pour lesquels les éléments successifs du réseau sont situés à des distances comparables à la longueur d'onde. Une telle propriété est très intéressante du point de vue de l'isolation acoustique. En effet, il est généralement considéré que, pour un matériau classique, une épaisseur d'isolant de l'ordre de la plus grande longueur d'onde que l'on souhaite atténuer est nécessaire. De ce fait, l'absorption des gammes de fréquences audibles par l'être humain est généralement réalisée par des matériaux isolants de dimension métrique, comme ceux que l'on peut avoir dans les chambres anéchoïques [Beranek and Sleeper Jr, 1946].

1.1. De l'acoustique des bulles

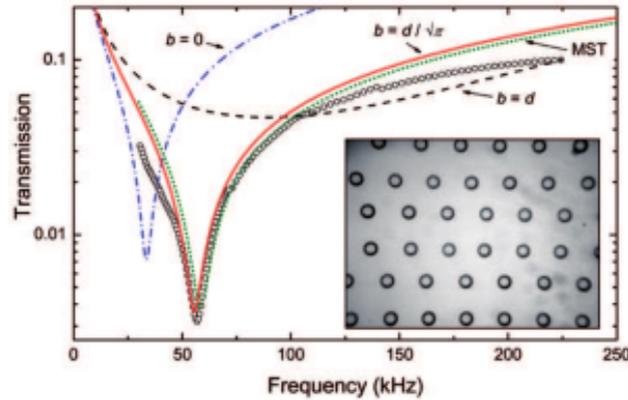


FIGURE 1.2 – Exemple de super-absorption obtenue à l'aide d'un ensemble de bulles piégées dans un fluide à seuil. Les données expérimentales sont les points, les autres courbes étant des modèles théoriques. Issu de [Leroy et al., 2009].

De par leurs propriétés acoustiques, les assemblées de bulles ont été fortement étudiées et présentent des propriétés intéressantes. Ainsi il a été montré que, suivant la configuration choisie, des phénomènes tels que la diminution drastique de la transmission acoustique (phénomène de « super-absorption ») peuvent être obtenus. Les auteurs de [Leroy et al., 2009, Leroy et al., 2015] ont par exemple montré qu'un seul plan de bulles peut faire diminuer la transmission acoustique à des valeurs inférieures au pourcent (voir Fig. 1.2) sur une certaine gamme de fréquence. Le minimum de transmission observé correspond à une longueur d'onde environ 300 fois plus grande que le diamètre des bulles, illustrant bien le caractère de résonateurs « sub-longueurs d'onde » des bulles. D'autres phénomènes d'adaptation d'impédance [Bretagne et al., 2011], permettant à une onde sonore de traverser la paroi séparant deux milieux d'impédances acoustiques très différentes, ou encore de miroir à conjugaison de phase [?] ont été mis en évidence. Toutes ces réalisations récentes démontrent donc la faisabilité et la pertinence de méta-matériaux basés sur les bulles. Ces exemples ont tous la propriété d'être des arrangements *statiques* de bulles, que ce soit dans des matrices de polymères ou sur une interface libre, ce qui peut être une limitation.

L'apport de la microfluidique

Le développement récent de la microfluidique, qui permet de créer, manipuler et fixer des bulles de manière contrôlée [Garstecki et al., 2004] peut nous permettre de lever cette limitation afin de créer des méta-matériaux dont les caractéristiques pourraient être choisies et adaptées en temps réel. L'idée sera donc ici d'étudier – du point de vue de l'acoustique – des bulles produites et fixées par microfluidique.

Les canaux microfluidiques ayant une épaisseur très faible (de l'ordre de la dizaine de microns), les bulles créées par ces techniques sont confinées entre les parois supérieures et inférieures des canaux, et seront donc aplaties [Dangla et al., 2011]. On peut donc généralement considérer ces bulles comme bi-dimensionnelles. La réponse acoustique de telles bulles, bien qu'également sub-longueur d'onde, est moins bien connue. La première partie de cette thèse portera donc sur la réponse acoustique de telles bulles.

1.2 Le streaming acoustique

Les écoulements microfluidiques et leurs limitations

La technique relativement récente de la microfluidique [Duffy et al., 1998] a apporté de nouvelles perspectives dans des domaines aussi vastes que la biologie, la chimie ou encore la physique. Les écoulements que l'on rencontre dans de tels systèmes sont, du fait de leur faibles dimensions et du faible nombre de Reynolds qui en découle, régis par l'équation de Stokes et sont donc laminaires. Cette caractéristique, permettant de prédire et de manipuler les fluides de manière très fine (du fait de l'absence de turbulence) peut poser des problèmes pour certaines tâches où une instationnarité rapide peut être désirable. L'exemple souvent utilisé est le mélange : l'écoulement étant régi par la viscosité, seule la diffusion pourra permettre le mélange de deux fluides qui ce qui peut prendre des temps considérables (le phénomène de diffusion évoluant comme la racine carrée du temps).

Le phénomène d'écoulement redressé (encore appelé « streaming »)

Pour résoudre ces problèmes, l'usage – grâce à l'acoustique – du phénomène de streaming a souvent été utilisé. Ce phénomène apparait lorsque un mouvement oscillant au contact du fluide visqueux se fait soit à grande fréquence, soit à grande amplitude, soit les deux. Si une telle condition est vérifiée, le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes, généralement négligeable pour les écoulements micrométriques, va commencer à jouer un rôle. Ce terme dont la moyenne temporelle n'est pas nulle va se traduire par un écoulement global, dit *redressé*, du fluide [Lighthill, 1978].

Ce phénomène, qui peut par exemple être généré à partir d'ondes de surface (Surface Acoustique Waves - SAW), a déjà montré son efficacité pour le mélange en microfluidique [Sriharan et al., 2006] ou encore le tri de particules [Shilton et al., 2008]. Dans de tels systèmes, les déplacements atteignables par les composants piézo-électriques étant faibles, les hautes fréquences sont nécessaires afin d'observer le phénomène de streaming acoustique.

Les bulles et le streaming

En réponse à une excitation acoustique, les bulles présentent des modes de vibration qui vont se manifester par une oscillation de l'interface gaz/liquide. Du fait de la compressibilité du gaz contenu dans les bulles, l'amplitude de cette oscillation est importante et mettra en mouvement oscillant le fluide qui est immédiatement situé près de son interface. Cette oscillation va donc également être capable de générer des écoulements de streaming acoustique. Pour le cas des bulles, c'est plutôt la forte amplitude de la vibration, plutôt que la haute fréquence à laquelle elle est effectuée, qui va provoquer l'apparition du phénomène de streaming.

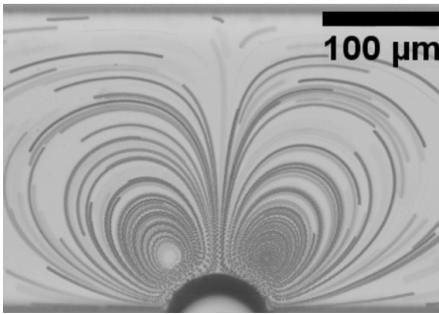


FIGURE 1.3 – Exemple d'écoulement de streaming produit par une demi bulle sous excitation acoustique. Issu de [Rallabandi et al., 2015]

Le streaming généré par des bulles sous excitation ultrasonore, plus aisé à mettre en place que les dispositifs SAW du fait de l'absence d'électrodes et de matériel piézoélectriques, a déjà prouvé son utilité afin de mélanger des fluides [Ahmed et al., 2009b, Ahmed et al., 2009a] ou encore de créer des gradients d'espèces chimiques [Ahmed et al., 2013]. Dans certaines conditions, les différentes bulles soumises à une onde acoustique peuvent développer des couplages forts [Rabaud et al., 2011] et former spontanément des réseaux de bulles dans le canal microfluidique. Il a été montré que ce couplage influe fortement le streaming observé autour d'un couple de bulles [Mekki-Berrada et al., 2016a] et amène de nouvelles possibilités sur l'usage des bulles en microfluidique.

1.3 Organisation du manuscrit

Du fait des propriétés acoustiques singulières des bulles, et de leurs implications pour la microfluidique, l'objectif de cette thèse sera d'étudier la bulle tout à la fois du point de vue de l'acoustique et de la mécanique des fluides, afin de tenter de répondre aux questions suivantes :

1. Quelle est l'influence d'une assemblée de bulles microfluidiques sur une onde sonore ?
2. Quelle est l'influence d'une assemblée de bulles couplées et excitées acoustiquement sur les écoulements microfluidiques ?

Après une présentation des techniques expérimentales utilisées pour cette étude acousto-fluidique, nous étudierons tout d'abord l'influence qu'une assemblée plane de bulles microfluidiques peut avoir sur la transmission d'une onde sonore. Nous verrons que dans de telles conditions, les bulles ne semblent pas développer d'interactions et qu'il est possible de les utiliser afin de transformer l'onde sonore de manière contrôlée. Par ailleurs nous montrerons que le méta-matériau créé, basé sur les techniques microfluidiques, peut être reconfiguré en temps réel, ce qui ouvre des perspectives intéressantes pour le contrôle acoustique.

La seconde partie sera dédiée à l'étude des écoulements de streaming générés par une assemblée de bulles, en particulier l'interaction de ces écoulements avec un flux extérieur. Nous verrons que le résultat de cette interaction peut être prédit théoriquement et que cela permet de façonner des *zones d'exclusion* dans un écoulement microfluidique.

Nous concluons par un bref aperçu de la portée de ces résultats pour les domaines de l'acoustique et de la mécanique des fluides.

Chapitre 2

Matériel et méthodes

Sommaire

2.1	La production et le piégeage de bulles microfluidiques	8
2.1.1	La microfluidique	8
2.1.2	Production de bulles	9
2.1.3	Piégeage de bulles dans des puits d'énergie potentielle	11
2.2	Acoustique	12
2.2.1	Cuve à ondes	13
2.2.2	Excitation ultrasonore	14
2.2.3	Mesures ultrasonores	15
2.2.4	Imagerie longue distance et porte échantillon	18
2.2.5	Performances et intérêts du montage	20
2.2.6	Traitement des signaux acoustiques	21
2.3	Étude du phénomène de streaming	21
2.3.1	Excitation d'un ensemble de micro-bulles par une onde ultrasonore	22
2.3.2	Imagerie	22
2.3.3	Étude des écoulements	23
2.4	Conclusion	26

2.1 La production et le piégeage de bulles microfluidiques

2.1.1 La microfluidique

Le récent essor des puces microfluidiques, qui permettent de manipuler de manière très précise de très faibles volumes de fluide a été très profitable pour de nombreux domaines comme l'étude des émulsions, la culture cellulaire contrôlée ou encore la micro-chimie. Leur principale contribution à ces domaines réside dans le fait que, les tailles typiques de ces circuits étant micrométriques, les écoulements manipulés ont des nombres de Reynolds très faibles. Ces écoulements étant fortement laminaires il est plus aisé de les contrôler, les manipuler et d'en prévoir les trajectoires.

Dans le cadre de l'étude présentée ici, ces outils vont nous permettre de créer et de piéger les bulles que nous cherchons à étudier de manière très contrôlée. Les puces microfluidiques que nous utilisons sont réalisées au laboratoire à l'aide des techniques classiques de lithographie douce [Younan and M., 1998, Duffy et al., 1998] : un négatif du circuit devant être produit est tout d'abord réalisé sur un substrat de silicium¹ (Fig. 2.1 (a)) avec une résine photosensible epoxy (SU8 GM1070 de chez Gersteltec [SU8, 1999]) (Fig. 2.1 (b)). Ce processus est réalisé en insolant une fine couche de cette résine, déposée par centrifugation (spin-coating), à travers un masque comportant des parties opaques et des parties transparentes (Fig. 2.1 (c)). Sous l'effet de l'irradiation UV les parties situées derrière les parties transparentes du masque vont se polymériser. Après une étape de cuisson, la plaque peut être développée : les parties qui n'ont pas été exposées aux UV vont alors se dissoudre dans le produit de développement (Fig. 2.1 (d)). Il reste alors uniquement sur la plaque le motif qui avait été imprimé en transparent sur le masque.

La précision du motif que l'on peut obtenir par ce procédé dépend de plusieurs critères, par exemple le soin apporté par l'expérimentateur, l'opacité du masque et bien entendu la résolution avec laquelle il a été imprimé. Pour les expériences présentées ici, les masques étaient imprimés en 3200 dpi ce qui donne une résolution théorique d'environ 8 μm pour le motif réalisé. Dans la réalité, des détails inférieurs à une trentaine de microns sont difficilement atteignables avec ces masques.

Une fois ce négatif réalisé, il est ensuite recouvert de polydiméthylsiloxane (Sylgard 184 - Dow Corning Corporation) (Fig. 2.1 (e)), généralement abrégé PDMS. Ce polymère, de la famille des silicones, se présente sous la forme d'un liquide visqueux et translucide, et qui peut être durci en lui ajoutant un agent réticulant à hauteur de 10 % en masse. Après ajout

1. généralement appelé wafer

2.1. La production et le piégeage de bulles microfluidiques

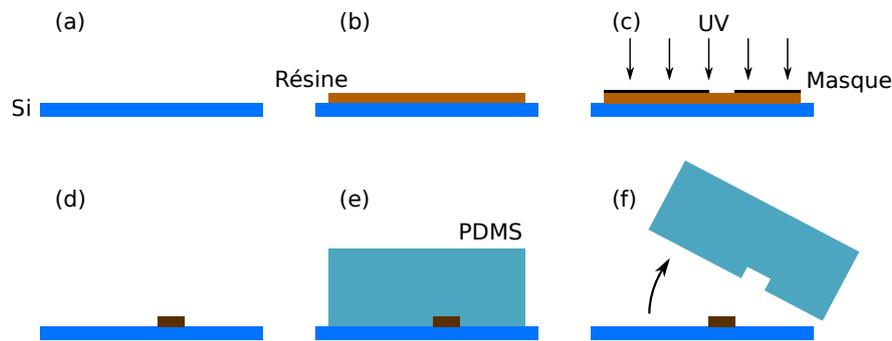


FIGURE 2.1 – Différentes étapes de la création d’un microcanal : (a) wafer de silicium nu, (b) ajout de résine photosensible par centrifugation, (c) insolation de la résine au travers du masque, (d) développement de la résine, seules les parties insolées restent sur le wafer, (e) moulage du PDMS, (f) démoulage du PDMS. Après ajout d’une surface plane de verre ou de PDMS à la surface, on obtient un canal microfluidique.

de ce réticulant et chauffage, le PDMS prend la forme d’un élastomère transparent. Du fait de la présence du motif sur la plaque sur laquelle est versé le PDMS, celui-ci comportera une empreinte de ce motif, en creux par rapport à sa surface, qui est une des deux couches du circuit en devenir (Fig. 2.1 (f)).

Des trous sont percés afin de permettre aux différents fluides de rentrer et de sortir du canal, qui est ensuite collé sur un substrat. Généralement une lame de verre est utilisée. Dans notre cas, comme nous cherchons à la fois à produire et à piéger des bulles, un assemblage de deux circuits microfluidiques, chacun réalisant l’une de ces fonctions, est réalisé. Les deux faces de ce canal sont donc collées, l’une contre l’autre, à l’aide d’un traitement au plasma oxygène permettant de souder les deux parties de PDMS ensemble, mais aussi de donner au canal un caractère hydrophile² [Walther et al., 2007]. Comme ce traitement perd son efficacité après quelques jours, les circuits réalisés sont donc difficilement réutilisables, et doivent être collés un minimum de temps avant l’expérience.

2.1.2 Production de bulles

Le premier canal est utilisé pour la production des bulles microfluidiques. D’une épaisseur de 25 μm , il est composé d’une jonction dite *flow focusing* permettant de créer les bulles et d’une zone d’étude.

La jonction flow-focusing [Anna et al., 2003, Ganán-Calvo and Gordillo, 2001, Garstecki et al., 2004], située dans la partie amont du canal, est alimentée d’une part en liquide et

2. le PDMS étant de base hydrophobe, le traitement au plasma oxygène permet de lui donner de bonnes propriétés de mouillage

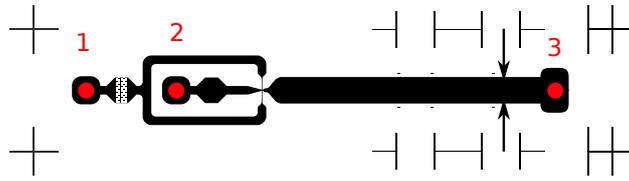


FIGURE 2.2 – Négatif du masque utilisé pour créer l’empreinte qui servira à fabriquer le circuit microfluidique. Cette jonction flow-focusing comporte trois entrées/sorties symbolisées en rouge : entrée du liquide (1), entrée du gaz (2), sortie (3). La figure n’est pas à l’échelle : la largeur de la zone d’observation, symbolisée par la cote, fait en réalité 1.7 mm. Les marques à l’extérieur du canal sont des repères permettant d’aligner, lors du collage, le deuxième canal.

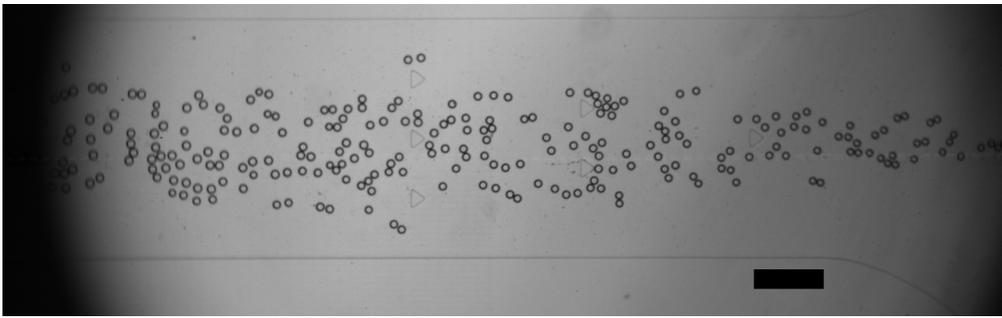


FIGURE 2.3 – Image expérimentale de bulles produites par flow-focusing. L’écoulement vient de la droite. Des déflecteurs (triangles présents dans l’écoulement) ont été ajoutés afin d’améliorer la dissémination des bulles dans la largeur du canal. La barre d’échelle représente 500 μm .

d’autre part en gaz (Fig. 2.2). Le liquide utilisé est généralement composé d’eau déionisée à laquelle est ajouté 5% en masse de liquide vaisselle Dreft comme surfactant. Le gaz utilisé est de l’azote, parfois mis en contact avec de la vapeur saturante de perfluorohexane (C_6F_{14}). Cette vapeur, ayant une très bonne affinité avec l’azote, mais une faible affinité avec l’eau va permettre de réduire la tendance du gaz à se dissoudre dans le liquide environnant par effet osmotique.

L’injection de la phase liquide est contrôlée en débit à l’aide d’un pousse seringue (PicoPlus Elite - Harvard Apparatus), tandis que l’injection de la phase gazeuse est contrôlée en pression à l’aide d’un détendeur (Brooks Instrument). En jouant sur ces deux paramètres il est possible de contrôler séparément la taille et le nombre de bulles injectées [Garstecki et al., 2004].

La jonction du flow-focusing comportant des canaux très fins (50 μm) un filtre est placé juste en amont de l’arrivée de la phase liquide afin d’éviter que des particules indésirables ne pénètrent la jonction. Ce filtre est visible sur la figure 2.2, juste après l’entrée numéro 1.

Ce système nous permet de créer à loisir un grand nombre de bulles dont les tailles sont monodisperses, comme on peut le voir sur la figure 2.3. Les bulles créées ont un diamètre plus

2.1. La production et le piégeage de bulles microfluidiques

important que l'épaisseur du canal. Elles ne peuvent donc pas adopter une forme sphérique, mais seront aplaties sur les faces supérieures et inférieures, à la manière d'un crêpe (voir figure 2.12 droite pour une représentation schématique). La partie plane des bulles est aisément visualisable sur la figure 2.3 et apparaissent claires au centre des bulles, tandis que les parties courbes apparaissent sombres du fait de leur courbure.

Ce dispositif nous permet d'obtenir facilement des assemblées de bulles de tailles et de densité contrôlée. Afin de pouvoir les étudier nous allons maintenant chercher à les fixer dans le canal microfluidique. Cette fixation permettra de ne pas travailler avec des bulles mobiles, et de pouvoir étudier des configurations particulières.

2.1.3 Piégeage de bulles dans des puits d'énergie potentielle

Les bulles produites par la première partie du canal ont une taille qui est plus importante que la hauteur du canal. Elles ont donc la particularité d'être confinées entre les parois supérieures et inférieures et d'avoir une forme aplatie. La surface que cette forme présente au liquide environnant est plus grande que celle qui serait présentée par une bulle sphérique de même volume, l'énergie associée à cette surface est donc plus importante.

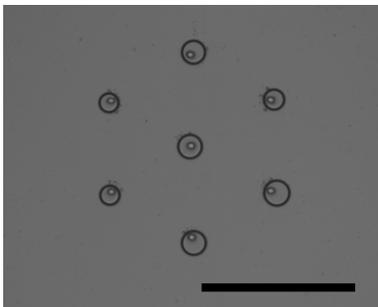


FIGURE 2.4 – Exemple de sept bulles piégées en configuration hexagonale à l'aide de puits capillaires (visibles au centre des bulles). La barre d'échelle représente $500\ \mu\text{m}$.

Dangla *et al.* [Dangla et al., 2011] ont proposé de se servir de cette propriété, généralement présente en microfluidique lorsque l'on a affaire à des gouttes ou à des bulles, pour construire des pièges capillaires : si, en un point du canal, la bulle peut diminuer sa surface de contact avec le liquide, cette position sera énergétiquement plus favorable. L'idée de Dangla *et al.* est donc de creuser des micro-puits à la surface du canal microfluidique de sorte qu'en passant sur ces puits une partie de la goutte (ou de la bulle) pourra reprendre une forme sphérique comme cela est illustré en figure 2.12 droite. La surface alors en contact avec le fluide environnant étant alors plus faible, ainsi que l'énergie associée, la bulle va avoir tendance à rester ancrée à

ce micro-puits.

Afin de pouvoir piéger les bulles que nous sommes capables de produire dans la zone d'étude, nous collons donc une seconde couche de PDMS, comportant uniquement des micro-puits à la surface de la première comportant la jonction flow-focusing. On obtient ainsi un micro-canal fermé, comportant sur une de ses faces la jonction permettant de produire les bulles et la zone d'observation et sur l'autre les micro-puits servant à les piéger. Cette seconde

couche étant également réalisée à l'aide de la technique de lithographie douce, il est possible de fabriquer toute configuration de micro-puits qui puisse nous intéresser, et de créer des arrangements de bulles prévus et contrôlés. On trouvera à titre d'exemple un tel arrangement en figure 2.4.

Le diamètre, ainsi que la profondeur de ces micro-puits va avoir une influence sur leur capacité à piéger les bulles : un puits large et profond aura une meilleure capacité à retenir les bulles, en particulier lorsque le flux sera fort. Cependant la bulle piégée sera d'autant moins bi-dimensionnelle. Sauf mention du contraire, les puits que nous utilisons ont une forme cylindrique, avec une profondeur et un diamètre de 40 μm .

Ce canal, composé de deux couches de PDMS, nous permet de générer une assemblée de bulles monodisperses, dont la densité, ainsi que la taille des bulles individuelles peut-être ajustées. Au besoin, l'usage des pièges capillaires nous permet de piéger des bulles sur des configurations connues à l'avance. On peut également utiliser une surface de PDMS plane à la place des pièges si les bulles n'ont pas besoin d'être fixées.

Ces circuits microfluidiques vont servir pour deux grands types d'expériences :

- l'étude de l'influence d'une assemblée de bulles sur l'onde sonore qui la traverse, présentée à la section 2.2.
- l'étude des écoulements redressés produits par une assemblée de bulles, qui sera explicitée en 2.3,

Ces deux grands types d'expériences utiliseront les mêmes circuits microfluidiques, mais les contextes dans lesquels ils sont utilisés sont différents.

2.2 Acoustique

La première partie de cette thèse concerne l'étude acoustique d'un réseau de micro-bulles. Pour réaliser cette étude, nous avons besoin d'un montage qui puisse nous permettre :

1. d'exciter de manière propre et contrôlée les bulles présentes dans un circuit microfluidique,
2. de mesurer la réponse de ces bulles, en s'affranchissant en particulier des réflexions parasites ainsi que des phénomènes de résonance du conteneur utilisé,
3. de visualiser autant que possible l'état du système (nombre et taille des bulles) sans perturber la mesure acoustique.

Pour répondre à ces problématiques, un montage a été conçu et construit : une vue générale est présentée en figure 2.5. Dans la suite nous allons détailler les différents éléments composant ce montage ainsi que les techniques permettant d'exciter les bulles, de mesurer

2.2. Acoustique

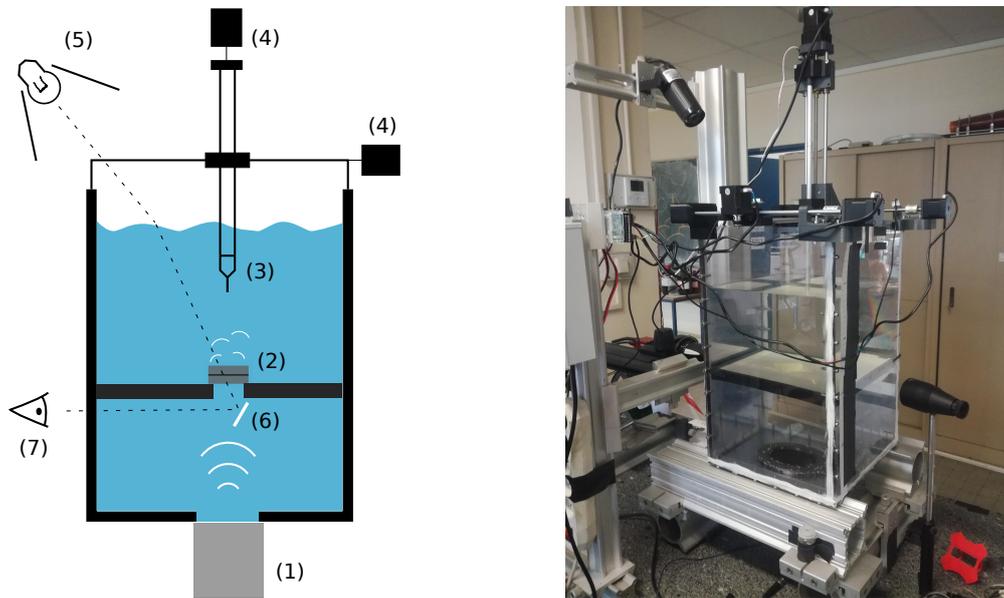


FIGURE 2.5 – Montage expérimental pour l'étude acoustique. Gauche : schéma annoté détaillant les différents composants principaux : (1) transducteur, (2) circuit microfluidique, (3) hydrophone, (4) platine de déplacement 3D longue course, (5) éclairage, (6) miroir, (7) caméra. Droite : photo du montage réel. L'élément optique présent à la droite de la cuve ne fait pas partie du montage.

leur réponse à cette excitation et de les visualiser. Enfin, nous détaillerons les procédés permettant d'analyser les signaux collectés à l'aide de ce montage.

2.2.1 Cuve à ondes

Afin d'exciter de manière contrôlée les bulles que nous sommes capables de générer dans un canal microfluidique, ce dernier est placé dans une cuve remplie d'eau. L'eau va à la fois permettre de propager les ondes sonores générées par l'émetteur acoustique, mais également assurer la bonne transmission de ces ondes à travers le PDMS, et donc permettre à une quantité non négligeable de l'énergie sonore de traverser le canal. En effet, les impédances acoustiques, définies par $Z = \rho c$ où ρ est la densité du matériau et c la vitesse du son dans celui-ci, de ces deux milieux sont assez proches : $Z_{\text{eau}} = 1 \cdot 10^6 \times 1500 = 1500 \cdot 10^6 \text{ Pa s m}^{-1}$ et $Z_{\text{PDMS}} = 1 \cdot 10^6 \times 1000 = 1000 \cdot 10^6 \text{ Pa s m}^{-1}$. Cela donne un coefficient de réflexion de l'énergie sonore :

$$R = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \quad (2.1)$$

valant 4%.

La cuve utilisée est un parallélépipède rectangle (Fig. 2.5), avec une base carrée de longueur 290 mm et de hauteur 500 mm réalisée en PMMA transparent d'une épaisseur de

10 mm. On remarque que ces dimensions sont très importantes par rapport à la taille du circuit microfluidique que l'on cherche à étudier. Ceci est nécessaire afin que le signal d'intérêt (numéroté (1) sur la figure 2.6) qui arrive dans l'espace de mesure directement après être passé dans le circuit étudié, soit temporellement distinct de ses différentes réflexions (notées (1bis), (2) et (3) sur la figure 2.6). Les dimensions de la cuve d'étude sont donc nécessaires afin d'augmenter les différences de temps de vol entre le signal d'intérêt et les réflexions. Comme nous le verrons dans la suite, les signaux envoyés seront pulsés, afin que ce signal d'intérêt soit clairement distinct des réflexions et donc puisse être extrait par simple fenêtrage temporel.

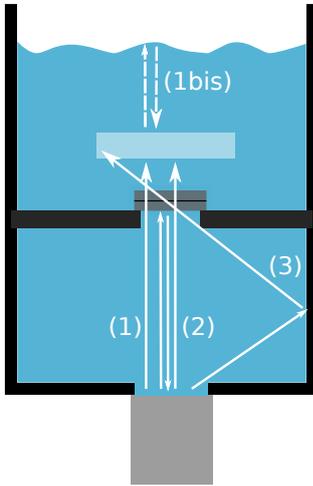


FIGURE 2.6 – Exemple des différents trajets du signal acoustique qui peuvent aboutir dans l'espace de mesure, symbolisée par le carré blanc. Le signal direct (1) est celui que l'on cherche à mesurer. Certaines des réflexions que l'on peut s'attendre à trouver sont symbolisées par les autres trajets.

L'échantillon est maintenu à mi-hauteur dans la cuve grâce à une plaque d'acier percée en son centre. Outre son rôle de maintien, cette plaque va également permettre de filtrer spatialement le faisceau acoustique, ceci afin d'éviter qu'une partie des réflexions arrivent dans l'espace de mesure. L'épaisseur de cette plaque est de 1 mm, ce qui est suffisamment faible pour éviter que des ondes stationnaires puissent s'y établir. La dimension de l'ouverture permettant aux ondes ultrasonores de passer est circulaire et de diamètre 70 mm.

2.2.2 Excitation ultrasonore

L'excitation ultrasonore du système est réalisée à travers une ouverture pratiquée au centre de la partie basse de la cuve, sur laquelle est pressé de manière étanche un transducteur plan de diamètre 100 mm dont la bande passante est centrée autour de 50 kHz (Ultran GS50-D100).

Le signal est créé par le générateur de signaux arbitraires d'un TiePie Handyscope HS5, dont les formes d'ondes sont préalablement calculées par ordinateur, puis amplifiées (Amplifier Research - 75A250A - 75W) avant d'être fourni au transducteur.

Afin de pouvoir travailler avec des mesures en temps de vol, permettant de s'affranchir des effets de réflexions (voir section 2.2.1), les ondes sonores doivent être pulsées. En raison de leurs caractéristiques fréquentielles intéressantes nous avons choisi d'utiliser des pulses gaussiens d'équations :

$$I(t) = e^{-(\alpha(t-t_0))^2} \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.2)$$

2.2. Acoustique

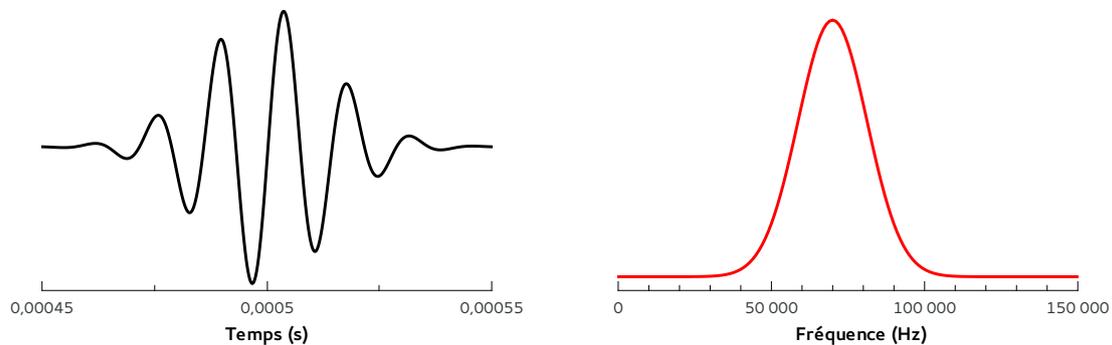


FIGURE 2.7 – Gauche : exemple de pulse gaussien de fréquence centrale $f_0 = 70$ kHz et de largeur spectrale $\alpha = 50$ kHz. Droite : la transformée de Fourier du signal de gauche est une gaussienne dans l'espace des fréquences, centrée sur la fréquence centrale f_0 et dont la largeur est contrôlée par α .

Comme on peut le voir sur la figure 2.7, cette famille de signaux a en effet la particularité de présenter un spectre en fréquence qui sera lui aussi gaussien et dont la fréquence centrale et la largeur spectrale peuvent être choisies à l'aide des paramètres f_0 et α de l'équation 2.2, respectivement.

Ces pulses ayant une largeur fréquentielle finie, plusieurs pulses (généralement 16) avec des fréquences centrales f_0 différentes sont successivement envoyés afin de couvrir toute la bande passante du transducteur. L'écart temporel entre les pulses est déterminé empiriquement afin que les échos provenant du pulse précédent aient eu le temps de s'atténuer. On trouvera en figure 2.8 un exemple d'un tel train de pulses ultrasonores.

La pression acoustique envoyée pour ces expériences est toujours située autour de 1 kPa afin de rester dans le régime linéaire des bulles.

2.2.3 Mesures ultrasonores

Hydrophones

Après émission, les ultrasons sont mesurés de l'autre côté de l'échantillon (Fig. 2.5) à l'aide d'un hydrophone. Plusieurs hydrophones, ayant des caractéristiques différentes, ont été utilisés :

- un hydrophone ONDA HNC1500, de type « aiguille » qui permet donc une mesure en un endroit précis de l'espace et qui assez directionnel (demi-angle d'ouverture de 15° à 15 MHz [Ond, 2018b]). Il est pré-amplifié par un ONDA AH-2010-025 [Ond, 2018a]. Cet hydrophone est initialement destiné à des gammes de fréquences bien plus élevées

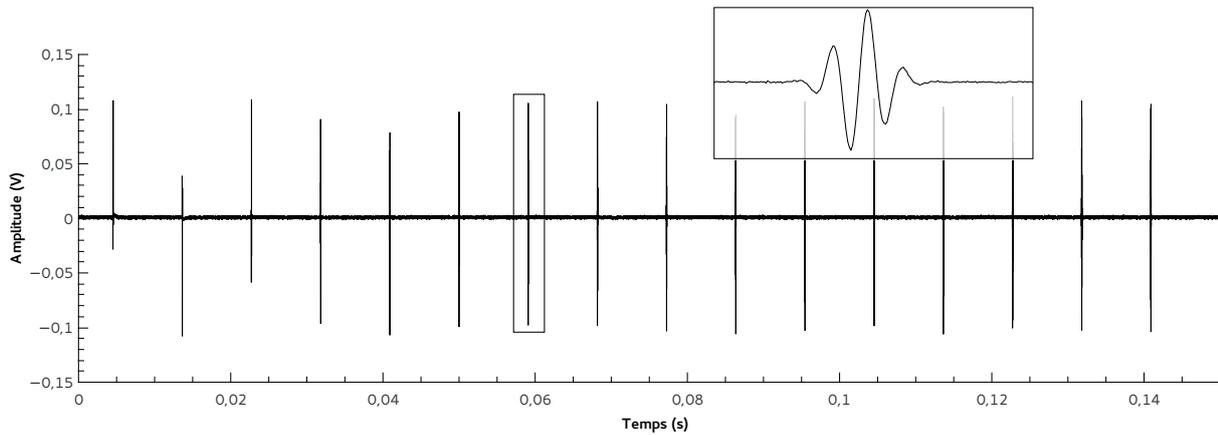


FIGURE 2.8 – Exemple de signal comportant plusieurs pulses de fréquences centrales différentes (de 15 kHz à 90 kHz par pas de 5 kHz) généralement utilisé pour une expérience. Encart : zoom sur le pulse encadré.

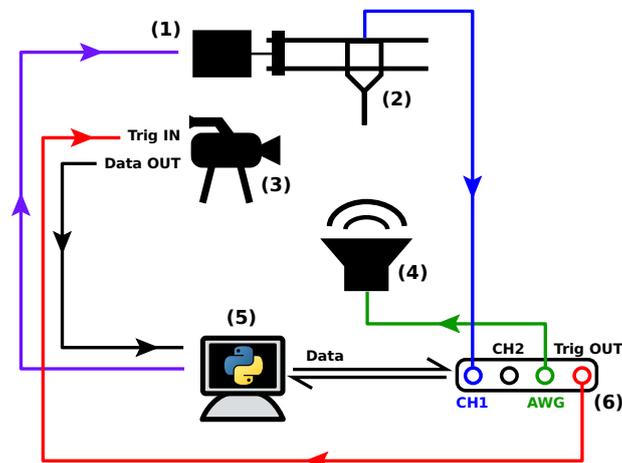


FIGURE 2.9 – Organisation électronique du montage d'acoustique : (1) platine de translation, contrôlée par l'ordinateur (5); (3) caméra, déclenchée par le TiePie (6) et fournissant les images à l'ordinateur (5); (6) TiePie dont les données des formes d'onde à envoyer sont calculées par l'ordinateur avant d'être générées par l'Arbitrary Waveform Generator (AWG) pour envoi vers le transducteur (4), et qui transmet les données issues de l'hydrophone (2) à l'ordinateur (5).

2.2. Acoustique

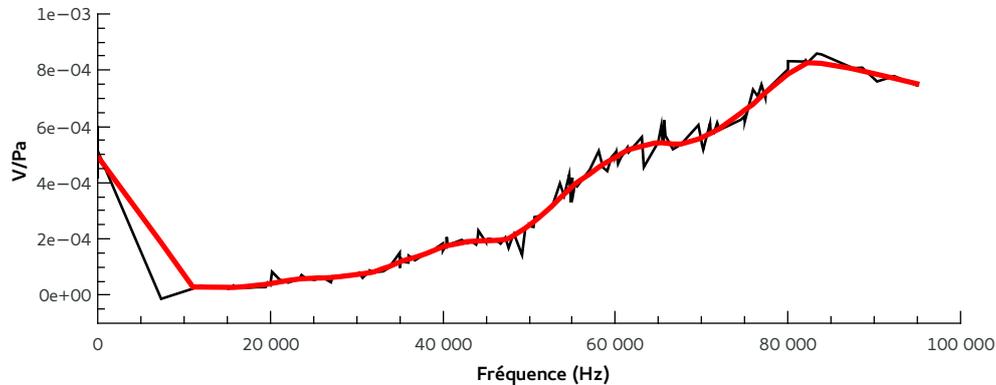


FIGURE 2.10 – Calibration de l'hydrophone HNC1500 pour les basses fréquences. La courbe noire est la courbe expérimentale, en utilisant l'hydrophone type 8103 comme référence. La courbe rouge est un lissage.

(1 – 10 MHz) que celles que nous utilisons, et n'est donc calibré d'usine que sur cette gamme. Une calibration de cet hydrophone aux basses fréquences a donc été réalisée (Fig. 2.10).

- un hydrophone Brüel & Kjær type 8103 [Bru, 2017] qui a une surface de mesure bien plus importante, amenant une plus grande quantité de signal, mais donc une directivité et une précision dans l'espace bien moins grande que le HNC1500. Il est amplifié par un Nexus Conditioning Amplifier type 2692. Cet hydrophone a également l'avantage, par rapport au HNC1500, d'être plus adapté aux fréquences de l'ordre de la dizaine de kHz et d'être calibré dans cette gamme de fréquences.

Après passage par leurs amplificateurs dédiés, les signaux de ces hydrophones sont acquis par l'une des deux voies d'acquisition du TiePie Handyscope HS5, déjà utilisé pour la génération des signaux, puis enregistrés sur l'ordinateur de mesure qui les contrôle (Fig. 2.9).

Platine de translation

Ces hydrophones peuvent être montés sur une platine de translation trois axes, longue course, qui est fixée au sommet de la cuve (Fig. 2.5). Cette platine a été fabriquée au laboratoire à partir des éléments de translation d'une imprimante 3D (Prusa i3 - eMotion Tech), directement à mesure pour la cuve. Sa course étant de 150 mm, et sa précision de 100 μm , sur tous les axes, elle permet de positionner l'hydrophone de manière précise dans un large cube de mesure.

Cette platine est pilotée par l'ordinateur de mesure (Fig. 2.9) par l'intermédiaire d'une carte Arduino chargée avec le programme Marlin [Mar, 2018] permettant de contrôler les moteurs à partir d'instructions fournies en protocole série.

Cela permet une grande versatilité dans son usage : il est par exemple possible de déplacer l'hydrophone entre deux trains de signaux et donc d'obtenir des mesures d'intensité sonores en différents points de la cuve dans les mêmes conditions. De cette manière il est possible d'obtenir des cartes de l'intensité sonore dans une région d'intérêt en fonction du temps (Fig. 2.11). Cette technique, bien que visuelle, est toutefois très chronophage, le nombre de points à acquérir pouvant vite devenir très important et le temps de déplacement de l'hydrophone n'étant pas négligeable. De plus, il est difficile de s'assurer que l'état du système d'étude ne change pas pendant des acquisitions durant plusieurs heures. Cette technique s'est avérée très utile afin d'étudier la distribution spatiale des ondes sonores que l'on souhaite mesurer.

Nous disposons ainsi de moyens pour émettre et mesurer de manière contrôlée une onde acoustique, ce qui remplit les deux premières conditions que l'on avait formulées au début de cette partie. Il nous reste maintenant à traiter la visualisation.

2.2.4 Imagerie longue distance et porte échantillon

Visualiser le système en même temps que la mesure acoustique pose plusieurs défis techniques comme on peut le voir sur la figure 2.5 :

1. l'axe vertical directement au dessus de l'échantillon est encombré par l'hydrophone,
2. l'échantillon est environ à une vingtaine de centimètre de distance de la surface libre supérieure, et à une quinzaine des parois latérales,
3. en comparaison de ces distances de travail la taille des objets à imager est assez faible : pour rappel le diamètre des bulles que nous étudions est situé entre 40 et 100 micromètres,
4. bien que l'expérience soit posée sur une table optique à coussin d'air, la surface libre n'est pas suffisamment stable pour de l'imagerie.

Pour cette dernière raison, et comme on peut le voir sur la figure 2.5, l'imagerie est réalisée par le côté de la cuve à l'aide d'un microscope Leica Z16 APO placé à l'horizontale et pourvu

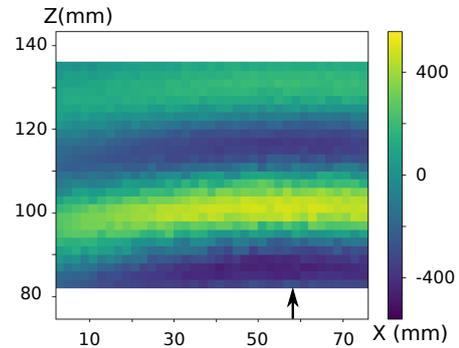


FIGURE 2.11 – Exemple de scan acoustique comportant $27 \times 37 = 999$ points de mesure, pris tous les 2 mm. L'onde est émise par le transducteur, situé à la verticale de la coordonnée $X = 57$ (flèche) et se dirige dans la direction des Z positifs. Les coordonnées d'espace sont en millimètre, et l'échelle de couleur est en unité arbitraire.

2.2. Acoustique

d'un objectif de grossissement de 0.5X afin d'obtenir la distance de travail la plus importante possible. Le placement à l'horizontale permet de s'affranchir de la non-stationnarité de la surface libre et d'imager à travers l'une des parois de la cuve qui est transparente. La distance de travail obtenue est suffisante pour imager les bulles présentes dans le circuit au milieu de la cuve, toutefois tout le montage doit reposer sur une table optique à coussin d'air, afin que l'alignement du montage reste bon.

Une caméra Marlin de chez Allied Vision est accolée à ce microscope. Cette caméra est déclenchée par l'ordinateur de mesure par l'intermédiaire du TiePie, ce qui permet de réaliser une image par train d'onde envoyé dans la cuve, et donc de connaître l'état du système pour une mesure acoustique donnée.

Souhaitant réaliser une illumination en transmission et non en réflexion afin d'obtenir le meilleur contraste possible, et l'axe vertical directement au dessus de l'échantillon étant généralement encombré par l'hydrophone et la platine longue course, l'illumination est réalisée de biais, comme cela est illustré sur la figure 2.5. La lumière est produite par un éclairage LED (BoomTone - Pin Spot LED)³ d'une puissance de 3W et émettant un faisceau d'ouverture 6°. Ce faisceau est ensuite collimaté par une lentille convergente (non représentée sur la figure 2.5). La lumière, après réfraction par la surface libre, va traverser l'échantillon et se réfléchir sur un miroir dont l'angle, bien choisi, permet de renvoyer les faisceaux vers le microscope. L'image de la figure 2.3 a été réalisée avec cette technique : on voit que cette dernière est tout à fait satisfaisante et nous permet d'évaluer à la fois le nombre de bulles présentes dans le système ainsi que leur taille.

Comme on peut le voir sur la figure 2.5, le miroir⁴ est sur le trajet des ondes sonores. Afin que sa présence perturbe aussi peu que possible les ondes sonores, nous avons réalisé des miroirs très fins en utilisant la technique du dépôt par pulvérisation cathodique [Bessot, 1985] de chrome/platine sur une lamelle de microscope (Menzel-Glaser) de 150 μm d'épaisseur.

Ce miroir est maintenu en place par une pièce imprimée en 3D servant à la fois de porte-échantillon et de porte miroir. Le rôle de cette pièce est également de filtrer spatialement l'onde sonore afin que seules les parties d'intérêt soient insonifiées : en effet la présence d'air dans la jonction flow-focusing ou dans les filtres a une influence sur le champ acoustique mesuré, menant à un biais qui doit être évité.

3. initialement conçu pour l'éclairage des boules à facettes de boîtes de nuit

4. élément (6) de cette figure

2.2.5 Performances et intérêts du montage

Nous avons vu précédemment que ce montage expérimental, entièrement conçu et réalisé au laboratoire dans le cadre de cette thèse avec les aides des services techniques, permet de remplir de manière satisfaisante les trois objectifs que nous nous étions fixés au début de cette partie :

1. exciter de manière propre et contrôlée les bulles présentes dans un circuit microfluidique,
2. mesurer la réponse de ces bulles, en particulier en s'affranchissant des réflexions parasites ainsi que des phénomènes de résonance du conteneur utilisé,
3. visualiser autant que possible l'état du système (nombre et taille des bulles) sans perturber la mesure acoustique.

Un des intérêts de ce montage est son automatisation : tous les appareils présents (hydrophone, transducteur, caméra, platine de déplacement et TiePie) sont *in fine* contrôlés par l'ordinateur par le biais d'un programme unique, réalisé en Python. Ce chef d'orchestre numérique va permettre d'assurer la synchronisation des différents éléments du montage entre eux, et de sauvegarder images et signaux dans une structure cohérente.

Cette synchronisation impose en revanche à tous les éléments du montage de caler leur vitesse sur la vitesse de l'élément le moins rapide⁵. Selon les expériences réalisées, le goulot d'étranglement ne sera pas toujours le même élément : pour une expérience de scan acoustique, le temps le plus long sera pris par le déplacement de la platine entre deux points et le temps nécessaire pour que le bruit qu'elle a généré s'atténue ; dans le cas d'une expérience où il n'y a pas de déplacement, le temps de transfert des données (généralement un million de points) entre le TiePie et l'ordinateur sera le facteur limitant. Pour cette dernière condition, on peut tout de même réaliser environ une mesure toutes les deux secondes, ce qui est tout à fait acceptable puisque chaque mesure comporte jusqu'à seize pulses de fréquences différentes comme expliqué en 2.2.2 et peut « peser » jusqu'à 5 Mb de données.

Ce montage expérimental va nous permettre d'acquérir des signaux acoustiques ayant traversé notre milieu d'intérêt ainsi que les images correspondant à l'état du système au moment de la mesure. Ces signaux ainsi que les images vont ensuite être analysés afin de pouvoir obtenir des données d'intérêt.

5. ce qu'on appelle généralement le goulot d'étranglement (*bottleneck*) de la chaîne

2.3. Étude du phénomène de streaming

2.2.6 Traitement des signaux acoustiques

Comme nous l'avions vu en 2.2.1, les signaux que nous mesurons sont entachés des réflexions successives sur les parois de la cuve du signal d'intérêt. Toutefois la cuve utilisée est suffisamment grande pour que ces réflexions soient *temporellement* distinctes du signal de premier passage (Fig. 2.6). Un fenêtrage temporel est donc tout d'abord appliqué sur ces signaux afin de n'en garder que la partie qui nous intéresse.

Ces signaux sont obtenus après passage dans l'amplificateur, le transducteur, le milieu d'intérêt et l'hydrophone. Les éléments électroniques utilisés n'ont pas une réponse qui est plate avec la fréquence (Fig. 2.10), et le signal que nous mesurons a donc été convolué successivement par les différentes fonctions de transfert de ces éléments. Afin de s'affranchir de ces fonctions de transfert, difficilement mesurables en pratique, et de n'obtenir que la fonction de transfert du milieu étudié, des signaux *blancs*, pris dans les mêmes conditions lorsqu'aucune bulle n'est présente dans le circuit, sont mesurés au cours de chaque expérience. Les transformées de Fourier des signaux obtenus lorsque des bulles sont présentes sont divisées par celles des signaux blancs, ce qui permet de les déconvoluer des fonctions de transfert indésirables des appareils électroniques. On obtient par cette technique des spectres représentatifs du facteur de transmission du matériau étudié que l'on peut ensuite corrélérer avec les mesures de nombre et taille de bulles issues des images capturées pendant la mesure.

Plus de détails sur les traitements acoustiques sont donnés à la section 3.2.

Le montage présenté jusqu'alors permet d'exciter un réseau de micro-bulles et de mesurer l'influence de ce dernier sur le passage d'une onde sonore. La visualisation du système est possible grâce à de l'imagerie longue distance. De ce fait, les images obtenues, suffisantes pour quantifier le nombre de bulles présentes ainsi que leur taille, ne sont pas suffisamment résolues pour pouvoir étudier les écoulements présents dans le canal microfluidique. De plus, l'illumination présente n'est pas suffisante pour réaliser de l'imagerie rapide, capable de distinguer les vibrations individuelles des bulles.

2.3 Étude du phénomène de streaming

L'autre partie de cette thèse concerne l'étude des écoulements redressés, c'est-à-dire le streaming acoustique qui peut apparaître aux alentours des bulles lorsque celles-ci sont excitées par une onde sonore. Cette étude demande de pouvoir :

1. soumettre une assemblée de bulles piégées à une onde ultrasonore,
2. visualiser les bulles, leur vibration, ainsi que les écoulements qu'elles produisent.

Le montage permettant cette étude devra donc comporter une partie excitation acoustique qui devra être compatible avec la possibilité d'imager les bulles ainsi que les écoulements alentours. Un schéma du montage qui a été utilisé est présenté en figure 2.12.

2.3.1 Excitation d'un ensemble de micro-bulles par une onde ultrasonore

L'onde ultrasonore servant à exciter les bulles est générée en continu par un transducteur plan de 25 mm de diamètre et dont la bande passante en fréquence est centrée autour de 100 kHz (Ultran GS100 - D25). Afin d'assurer la propagation des ondes acoustiques jusqu'au canal microfluidique, et pour des questions d'adaptation d'impédances acoustiques, la partie émettrice de ce transducteur, ainsi que le canal microfluidique, sont immergés dans une cuve d'eau (Fig. 2.12) de taille 100 x 200 x 50 mm³. Le signal est initialement produit par un générateur basse fréquence (Tektronix - AFG3102), puis amplifié (Amplifier Research - 75A250A - 75 W) avant d'être émis par le transducteur.

Cette configuration a été préférée par rapport à celle utilisée précédemment dans l'équipe [Mekki-Berrada et al., 2016a] qui utilisait une lame de verre mis en vibration par une pastille piézoélectrique. En comparaison, cette nouvelle configuration permet une insonification plus uniforme du canal microfluidique et des bulles qu'il contient. En outre, le transducteur utilisé ayant une caractéristique en fréquence qui est large bande, à comparer avec celle des pastilles piézoélectriques qui comporte de nombreuses résonances, il devient possible avec cette configuration d'effectuer des balayages en fréquences.

Comme on peut le voir sur la figure 2.12, les ondes émises par le transducteur arrivent avec un certain angle sur le canal microfluidique. Cet angle est nécessaire afin de libérer l'axe optique et donc permettre une visualisation, et n'a qu'une influence négligeable sur la manière dont sont excitées les bulles du fait que la longueur d'onde des ondes acoustiques utilisées (centimétrique) est grande devant les dimensions typiques du canal microfluidique et des bulles qu'il contient (millimétriques).

2.3.2 Imagerie

Cette configuration permet une visualisation directe au microscope des bulles présentes dans le canal. Cette visualisation est réalisée à l'aide d'un microscope inversé (Olympus - IX73) sur lequel est placé la cuve permettant de transmettre les ondes acoustiques du transducteur (Fig. 2.12). L'illumination se fait en transmission par au-dessus, à travers l'eau contenue dans la cuve. L'éclairage en transmission permet d'avoir un bon contraste, mais également suffisamment de luminosité pour pouvoir effectuer de l'imagerie rapide.

2.3. Étude du phénomène de streaming

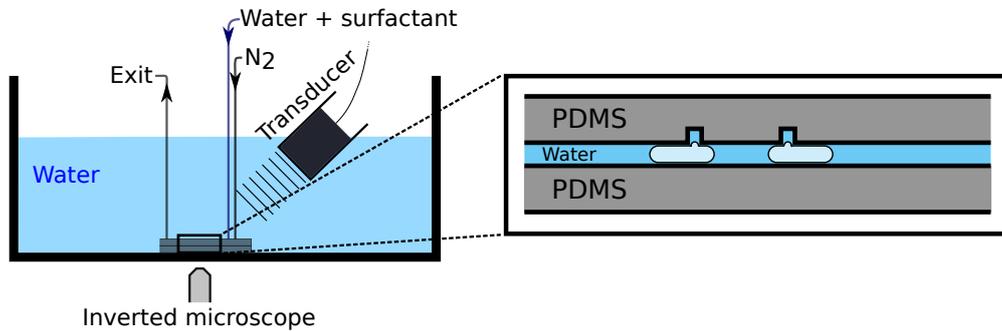


FIGURE 2.12 – Schéma du montage expérimental pour l'étude des écoulements générés par des bulles. Gauche : schéma général du montage, droite : détail en coupe du circuit microfluidique avec deux bulles ancrées à des puits capillaires.

Les images sont généralement prises à l'aide d'une caméra rapide (Phantom - v2511) reliée à l'ordinateur d'acquisition. La fréquence d'acquisition est réglée par l'intermédiaire du générateur basse fréquence également utilisé pour générer les signaux acoustiques. Ceci va nous permettre d'observer la vibration des bulles par stroboscopie : si la fréquence d'excitation est un multiple entier de la fréquence de visualisation, et le temps de pose de la caméra suffisamment court, la bulle est toujours au même endroit de son cycle de pulsation lors des différentes acquisitions. Son oscillation n'est alors plus visible : elle paraît immobile. Si l'on ajoute maintenant un très léger décalage à l'une des deux fréquences, chaque image sera prise à un moment légèrement différent du cycle : le mouvement d'oscillation de la bulle sera présent, mais à une fréquence bien inférieure à la fréquence réelle d'oscillation comme on peut le voir sur la figure 2.13. Avec cette technique, il est possible de déterminer les amplitudes de vibrations des différents modes par traitement d'image sans devoir utiliser une fréquence d'acquisition trop élevée et donc pénaliser la durée du film⁶. Cette technique a été utilisée par Flore Mekki-Berrada dans un travail précédent [Mekki-Berrada et al., 2016b].

2.3.3 Étude des écoulements

Tracé direct des lignes de courant

Nous verrons dans la suite que la vibration des bulles va provoquer des écoulements dits de *streaming* dans le fluide environnant. Afin d'étudier ces écoulements, des microbilles de $3\ \mu\text{m}$ (Polybead Microsphere[®] - Polysciences[®]) qui vont servir de traceurs sont ajoutées au fluide. Ces microbilles, fabriquées en polystyrène dont la densité de 1.05 est très proche de

⁶. la caméra rapide fonctionnant avec une quantité fixe de mémoire, plus la fréquence d'acquisition ou la résolution de l'image est élevée, plus la durée du film produit est courte

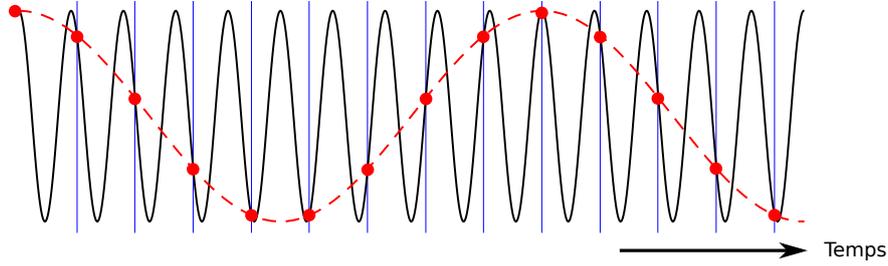


FIGURE 2.13 – Illustration de la technique de stroboscopie : le signal d'intérêt (noir) est mesuré à une fréquence plus faible dont la période est symbolisée par les barres verticales bleues. L'acquisition donne les points rouges représentatifs du signal de départ à une fréquence plus faible.

l'eau, et la taille très petite devant celle des écoulements que nous étudions, vont très bien rendre compte de l'écoulement dans lequel elles se trouvent. Leur nombre de Stokes, rendant compte de leur capacité à suivre l'écoulement est défini par :

$$St = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d_p^2 v}{\mu L_c} \approx 10^{-4} \quad (2.3)$$

où ρ_p est la densité de la particule, d_p sa dimension typique, v la vitesse du fluide, μ sa viscosité dynamique et L_c la longueur caractéristique de l'écoulement. Le nombre de Stokes de ces traceurs étant petit devant l'unité, il est raisonnable de considérer qu'ils se comportent comme des particules fluides.

Du fait de l'illumination en transmission que nous utilisons, ces traceurs vont apparaître sombres sur le fond clair de l'image : la valeur d'intensité des pixels de la vidéo contenant des traceurs sera donc plus faible. Ceci est très utile afin d'effectuer de manière rapide un tracé des lignes de courant des écoulements étudiés : pour chaque pixel spatial d'une vidéo, si on lui affecte la valeur minimale qu'il prend sur la durée du film, toutes les positions successives des traceurs vont être présentes sur l'image obtenue.

De manière plus mathématique, si l'on part d'une matrice à trois dimensions, représentant tous les pixels d'une vidéo en fonction du temps $M(i, j, t)$, cela revient à créer l'image $I(i, j)$ telle que, pour tout i, j

$$I(i, j) = \text{Min}_t (M(i, j, t)) \quad (2.4)$$

où Min_t représente le minimum par rapport au temps de la valeur du pixel (i, j) . Cette technique est par exemple utilisée pour le tracé des lignes de courant des figures 4.9, 4.12, 4.13, 4.15, 4.16, 4.18 et 4.19.

2.3. Étude du phénomène de streaming

Suivi de particules

Les vidéos réalisées lors de ce type d'expérience sont, lorsque l'extraction de données quantitatives est nécessaire, généralement analysées par suivi individuel des traceurs présents dans l'écoulement. Comme cela a déjà été détaillé, ces traceurs, d'une taille suffisamment faible devant les tailles caractéristiques de l'écoulement⁷, suivent parfaitement l'écoulement et se comportent comme des particules fluides. Connaître leur vitesse à une position donnée de l'écoulement nous permet donc de connaître la vitesse de l'écoulement à cette position.

Ce suivi de particules⁸ est généralement réalisé à l'aide du logiciel FAST qui a été codé lors de cette thèse. En effet, la taille des vidéos générées par les caméras rapides utilisées lors de cette thèse, ainsi que le nombre de traceurs à suivre, à nécessité le développement d'un nouvel outil, plus adapté à traiter de telles données. Plus de détails sur ce logiciel sont présentés dans l'annexe 6.1.

Champs de vitesse

La technique présentée lors du premier paragraphe de cette sous-section nous permet de tracer rapidement les lignes de courant des écoulements que l'on cherche à étudier. Ces lignes de courant, bien que visuelles et permettant des comparaisons aisées avec les simulations, ont cependant le défaut de ne pas porter les informations de vitesse : les lignes de courant représentent la trajectoire suivie par une particule fluide mais pas la vitesse à laquelle elle parcourt cette trajectoire.

Pour représenter de manière graphique cette information manquante on peut avoir recours à des champs de vitesse : en divisant l'image en un certain nombre de *sur-pixels*⁹ on peut calculer, pour chacun de ces sur-pixels, la moyenne du vecteur vitesse des particules qui se trouvent à l'intérieur. Si tant est que l'écoulement étudié est stationnaire, on obtient donc une nouvelle image, pour laquelle chacun des sur-pixels possède un vecteur vitesse, qu'il est ensuite possible de tracer afin d'obtenir un champ comme ceux tracés en figures 4.10 et 6.2.

Le choix de la taille des sur-pixels est le résultat d'un équilibre à trouver entre une bonne statistique résultant de l'augmentation de cette taille (d'autant plus de particules sont présentes dans chacun de ces sur-pixels, augmentant la précision de la vitesse qui est calculée), et un bon niveau de détail. Une autre difficulté vient du fait que les traceurs dispersés dans l'écoulement le sont rarement de manière homogène, comme on pourra par exemple le voir dans la figure 4.9. Cela conduit à des sur-pixels dont la statistique sera très faible, voire

7. ayant un nombre de Stokes très faible

8. souvent appelé PTV pour Particle Tracking Velocimetry en anglais

9. appelés ainsi car ils seront plus grands que les pixels de la vidéo d'origine

nulle. Les valeurs des vitesses de ces sur-pixels seront donc entachées d'une erreur bien plus importante ce qui peut poser des problèmes lorsque l'on cherche à calculer la divergence ou le rotationnel d'un champ de vitesse : ces grandeurs étant calculées à partir de dérivées *spatiales* des vitesses de l'écoulement, l'erreur commise sera potentiellement très importante. Dans ce cas il est nécessaire de lisser le champ. Pour cela, on convolue généralement le champ de vitesse avec une gaussienne, de taille suffisamment petite devant les détails du champ, afin de réaliser un flou gaussien. Cette technique a été utilisée pour tracer le champ du rotationnel étudié par Bertin *et al.* dans [Bertin et al., 2017] qui est reproduit ici en figure 6.2.

En résumé le montage qui vient d'être présenté nous a permis de réaliser les études qui sont détaillées dans le chapitre 4. Ce montage, dont la partie visualisation se compose d'un microscope et d'une caméra rapide permet une observation des bulles et des flux qu'elles génèrent avec une grande résolution spatiale et temporelle.

2.4 Conclusion

Deux sujets principaux sont abordés dans cette thèse :

1. l'étude de l'effet d'un ensemble de bulles microfluidiques sur une onde sonore.
2. l'étude de l'effet d'une onde sonore sur un ensemble de bulles microfluidiques,

Bien que les techniques comme la microfluidique soient communes à ces deux études, un montage spécifique a été utilisé pour chacune d'entre elles, la première nécessitant une émission et une mesure contrôlées d'ondes ultrasonores, tandis que la deuxième nécessite une visualisation précise des bulles et des écoulements environnants. Nous avons présenté dans cette partie les deux montages permettant de réaliser ces études. Le premier utilise une cuve acoustique permettant une étude focalisée sur les ondes ultrasonores. Le second repose sur une visualisation utilisant un microscope et une caméra rapide, donnant lieu à une imagerie d'une grande précision. Ces deux montages diffèrent également par le type d'ondes utilisées, l'étude acoustique utilisant des ondes pulsées tandis que l'étude du streaming produit par les bulles nécessite une excitation ultrasonore continue.

L'étude de l'influence des bulles sur l'onde sonore du chapitre 3 a été réalisée en utilisant le montage présenté en section 2.2, tandis que l'étude du streaming, présentée dans le chapitre 4 a exclusivement été réalisée en utilisant le montage présenté en section 2.3.

Chapitre 3

Influence d'une assemblée de bulles sur une onde ultrasonore

Sommaire

3.1	Introduction	28
3.2	Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques	30
3.2.1	Acquisition et déconvolution des signaux acoustiques	30
3.2.2	Spectres de transmission	32
3.2.3	Renormalisation : coefficient κ	32
3.2.4	Extraction de la contribution des bulles	35
3.3	Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles 37	
3.3.1	Fréquence de résonance d'un plan de bulles bi-dimensionnelles	37
3.3.2	Transmission au travers un plan de bulles bi-dimensionnelles	39
3.4	Conclusion	43

3.1 Introduction

Du point de vue de l'acoustique, les bulles ont une propriété intéressante : Minnaert a en effet montré [Minnaert, 1933] que, contrairement aux résonateurs « classiques », les bulles sont des résonateurs *sub-longueur d'onde*. Cela signifie que le système constitué de la bulle et de son milieu environnant, va résonner à des fréquences correspondant à des longueurs d'onde bien plus importantes que sa propre taille. Ceci contraste avec les résonateurs classiques qui vont généralement résonner à des fréquences correspondant à des longueurs d'ondes du même ordre de grandeur de leur taille¹, cela est par exemple vrai pour le résonateur acoustique le plus simple qu'est le tube ouvert-ouvert. Pour ce système, les longueurs d'onde correspondant aux résonances sont des sous-multiples entiers de la longueur du tube, et sont donc égales ou plus petites que le résonateur. Ce comportement ne se retrouve pas chez les bulles : Minnaert a en effet montré que, pour une bulle sphérique plongée dans un domaine infini de liquide, sa fréquence de résonance peut s'écrire :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \left(\frac{3\gamma p_A}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

où R_0 est le rayon de la bulle au repos, γ l'index polytropique du gaz considéré, p_A la pression dans la phase liquide et ρ la densité de cette phase. Pour le cas d'une bulle d'air plongée dans de l'eau, cette équation conduit à :

$$f_0 R_0 \approx 3.26 \text{ m/s} \quad (3.2)$$

Cette dépendance de la fréquence de résonance d'une bulle peut être démontrée à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset qui régit la vibration de la bulle en fonction de la pression acoustique P_{ac} [Leighton, 1994] :

$$R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}}{2} = \frac{1}{\rho} \left\{ \left(p_A + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - p_A - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_{ac}(t) \right\} \quad (3.3)$$

1. ceci est également vrai pour les matériaux absorbants, c'est pourquoi, afin d'être capable d'absorber les sons graves correspondant à de grandes longueurs d'onde, les cônes d'absorption sont aussi massifs dans les chambres anéchoïques

3.1. Introduction

où σ est la tension superficielle de la paroi eau/gaz et μ la viscosité dynamique. En négligeant ces deux phénomènes cette équation devient :

$$R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}}{2} = \frac{1}{\rho} \left\{ p_A \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - p_A - P_{ac}(t) \right\} \quad (3.4)$$

Si l'on considère que la variation du rayon de la bulle est faible, et donc que l'on peut écrire $R = R_0(1 + X(t))$ avec $X \ll 1$, l'équation précédente peut être linéarisée et devient :

$$R_0^2 \ddot{X} = \frac{1}{\rho} \{ p_A(1 - 3\gamma X) - p_A - P_{ac}(t) \} \quad (3.5)$$

Cette équation peut être mise sous la forme :

$$R_0^2 \ddot{X} + p_A \frac{3\gamma X}{\rho} = -\frac{P_{ac}(t)}{\rho} \quad (3.6)$$

qui est la forme classique de l'équation différentielle d'un oscillateur harmonique amorti de pulsation propre :

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3\gamma p_A}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

On retrouve donc la formule de la résonance de Minnaert pour une bulle seule. On remarque que, comme pour tout oscillateur harmonique, l'équation 3.6 nous indique que la bulle va pulser en phase avec l'onde incidente lorsque la fréquence de cette dernière se situe en dessous de la fréquence de Minnaert, et en opposition de phase lorsque la fréquence se situe au-delà.

À titre d'exemple, une telle relation entre le rayon de la bulle et sa fréquence de résonance signifie qu'une bulle de rayon $R_0 = 50 \mu\text{m}$ aura une fréquence de résonance d'environ $f_0 = 65.2 \text{ kHz}$. Cette fréquence correspond à une longueur d'onde dans l'eau de 2.3 cm , soit plus de deux cents fois plus grande que le diamètre de la bulle.

Cette propriété peut-être utile afin de créer des *métamatériaux* acoustiques, capables d'interagir et en particulier d'absorber des ondes sonores de grandes longueurs d'onde avec une faible épaisseur d'isolant. On parle ici de *matématériaux* acoustique du fait que la taille des éléments considérés, ainsi que leur inter-distance typique, sont bien plus faibles que la longueur d'onde.

Ainsi Leroy *et al.* [Leroy et al., 2009, Leroy et al., 2015] ont montré expérimentalement qu'un rideau de bulles, piégées dans un fluide à seuil, possède des propriétés de super-absorption. Bien que notre système soit proche, le fait que les bulles soient capables d'osciller librement dans le liquide environnant, que cette oscillation se fasse dans le plan, et

qu'elles soient couplées par les ondes de surface [Rabaud et al., 2011] peut amener une physique assez différente. De plus, la flexibilité de la microfluidique, ainsi que la capacité des systèmes de type *flow focusing* à créer des grandes assemblées de bulles mono-disperses dont les paramètres peuvent être facilement et rapidement ajustés, peut être appréciable.

Comme cela a été présenté dans le chapitre 2, les bulles qui sont utilisées dans cette étude sont produites à l'aide d'un circuit microfluidique et sont écrasées entre les parois inférieure et supérieure du canal. Leur mouvement de pulsation ne pouvant s'effectuer de manière isotrope à cause de ces parois, la pulsation va préférentiellement s'effectuer de manière cylindrique. Pour de telles bulles, que l'on peut considérer comme bi-dimensionnelles, Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016b] ont montré expérimentalement que l'on a :

$$f_0 R_0 \approx 1.5 \text{ m/s} \quad (3.8)$$

Cette mesure est cohérente avec les études théoriques qui ont été réalisées pour un tel système [Doinikov et al., 2016b] et nous montre que les bulles bi-dimensionnelles sont donc également des résonateurs sub-longueurs d'ondes. Elles devraient potentiellement posséder des propriétés intéressantes du point de vue acoustique.

On se propose donc d'étudier les effets de la présence d'un réseau de bulles bi-dimensionnelles sur une onde acoustique. Pour cela nous allons commencer par détailler la méthode permettant de mesurer la contribution des bulles au signal acoustique en s'affranchissant des biais expérimentaux qui ont été mis en évidence tout au long du développement expérimental. En utilisant le montage décrit en section 2.2 nous pourrions ainsi étudier l'influence qu'une assemblée de bulles bi-dimensionnelles a sur une onde sonore.

3.2 Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques

3.2.1 Acquisition et déconvolution des signaux acoustiques

Nous cherchons à mesurer la transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles microfluidiques. Comme les bulles se dissolvent rapidement dans le liquide environnant et qu'il est difficile de contrôler précisément l'attache des bulles dans les pièges capillaires décrits à la sous-section 2.1.3, nous avons choisi de travailler avec des bulles sous écoulement. Le canal utilisé ne comporte donc pas de pièges capillaires, et les bulles progressent librement de l'entrée vers la sortie du canal.

3.2. Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques

Ces bulles sont excitées par un signal ultrasonore comportant seize pulses gaussiens, centrés autour de fréquences différentes comme expliqué de manière préliminaire dans la sous-section 2.2.2. Bien que les pulses successifs sont suffisamment espacés pour que les échos du signal précédent se soient atténués, la durée totale du train de pulses est suffisamment courte pour la configuration de bulles présentes dans la zone d'observation n'ait pas changée.

Cette configuration est connue pour chaque train de pulses envoyés grâce au système d'imagerie (voir sous-section 2.2.4) qui permet *a posteriori* de connaître le nombre, la position et, dans une certaine mesure, la taille des bulles présentes dans la zone d'observation.

Les signaux acoustiques sont ensuite mesurés, de l'autre côté du canal microfluidique, à l'aide d'un hydrophone placé quelques millimètres au-dessus de ce premier. Ces signaux sont assez différents de ceux ayant été envoyés par le générateur. En effet, outre les échos successifs créés par les parois de la cuve qui peuvent être retirés par simple fenêtrage temporel, les signaux ont été convolués par les fonctions de réponse des différents éléments électroniques et acoustiques présents. On peut ainsi écrire la pression mesurée par l'hydrophone comme :

$$p_{\text{mes}}(t) = p_{\text{gen}}(t) * R_{\text{élec}} * R_{\text{canal}} * R_{\text{bulles}} \quad (3.9)$$

où $*$ représente le produit de convolution, p_{gen} le signal qu'il est demandé au générateur de produire, $R_{\text{élec}}$ la fonction de réponse temporelle de l'électronique par laquelle est passé le signal (amplificateur, transducteur et hydrophone notamment) et R_{canal} la fonction de réponse temporelle du canal. Afin d'extraire uniquement la réponse des bulles contenues dans le canal, des signaux sont également acquis lorsque le canal est rempli d'eau :

$$p_{\text{eau}}(t) = p_{\text{gen}}(t) * R_{\text{élec}} * R_{\text{canal}} * R_{\text{eau}} \quad (3.10)$$

Les impédances acoustiques de l'eau et du PDMS étant très proches (voir section 2.2.1), et l'épaisseur de la lame d'eau étant négligeable devant l'épaisseur de PDMS présente, on peut considérer que :

$$R_{\text{canal}} * R_{\text{eau}} \approx R_{\text{canal}} \quad (3.11)$$

En utilisant cette approximation on obtient, en effectuant la transformée de Fourier des équations 3.9 et 3.10 :

$$\begin{cases} \tilde{p}_{\text{mes}} = \tilde{p}_{\text{gen}} \tilde{R}_{\text{élec}} \tilde{R}_{\text{canal}} \tilde{R}_{\text{bulles}} \\ \tilde{p}_{\text{eau}} = \tilde{p}_{\text{gen}} \tilde{R}_{\text{élec}} \tilde{R}_{\text{canal}} \end{cases} \quad (3.12)$$

où le symbole \sim symbolise les transformée de Fourier des quantités considérées.

On peut ainsi calculer le facteur de transmission $t(f)$ de la pression acoustique du milieu bulleux présent dans le canal comme la norme du rapport des deux équations précédentes :

$$t(f) = \left| \frac{\tilde{p}_{\text{mes}}}{\tilde{p}_{\text{eau}}} \right| \quad (3.13)$$

Ce facteur de transmission acoustique traduit donc l'atténuation ou l'augmentation de l'onde sonore par son passage à travers le milieu de bulles, en comparaison au cas où seule de l'eau est présente dans le canal microfluidique.

3.2.2 Spectres de transmission

On trouvera à la figure 3.1 des spectres de transmission pour différentes configurations de bulles (peu dense, dense et mousse sèche) calculés à l'aide de l'équation 3.13 pour les fréquences accessibles par l'expérience. Ces trois spectres sont tirés à différents instants de la même expérience. La référence \tilde{p}_{eau} est prise comme la moyenne des réalisations de cette même expérience lorsque aucune bulle n'est présente dans le canal.

On remarque que ce spectre, relativement proche de l'unité lorsque peu de bulles sont présentes, semble faire apparaître une baisse de transmission aux alentours de 35 kHz. Lorsque la densité de bulles augmente, la transmission diminue encore, mais cette fois autour d'une bande de fréquence plus large, comprise entre 35 et 45 kHz. On remarque également que le spectre de transmission de la mousse sèche (à droite sur la figure 3.1) n'est pas plat et montre une diminution de la transmission dans la même gamme de fréquence.

Cette même diminution semble montrer qu'il y a une transition continue entre le régime pour lequel le canal est rempli uniquement d'eau, et le régime où celui-ci est rempli uniquement d'une mousse sèche, les bulles n'étant qu'une situation intermédiaire. Il est possible que cela dénote un biais de la mesure par exemple le fait que la géométrie du canal utilisé, et le changement de sa densité effective, définissent la fréquence pour laquelle on semble observer une baisse de la transmission. Cet effet pourrait masquer la baisse de transmission due uniquement aux bulles et qui nous intéresse. Pour ces raisons, nous allons chercher à prendre en compte le cas de la mousse sèche comme un second cas limite de l'expérience, le premier étant celui pour lequel aucune bulle n'était présente dans le canal, afin d'extraire uniquement la contribution des bulles.

3.2.3 Renormalisation : coefficient κ

Afin de prendre en compte le cas de la mousse sèche comme un second cas limite, on se propose d'introduire le coefficient κ , dépendant de la fréquence et défini de la manière

3.2. Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques

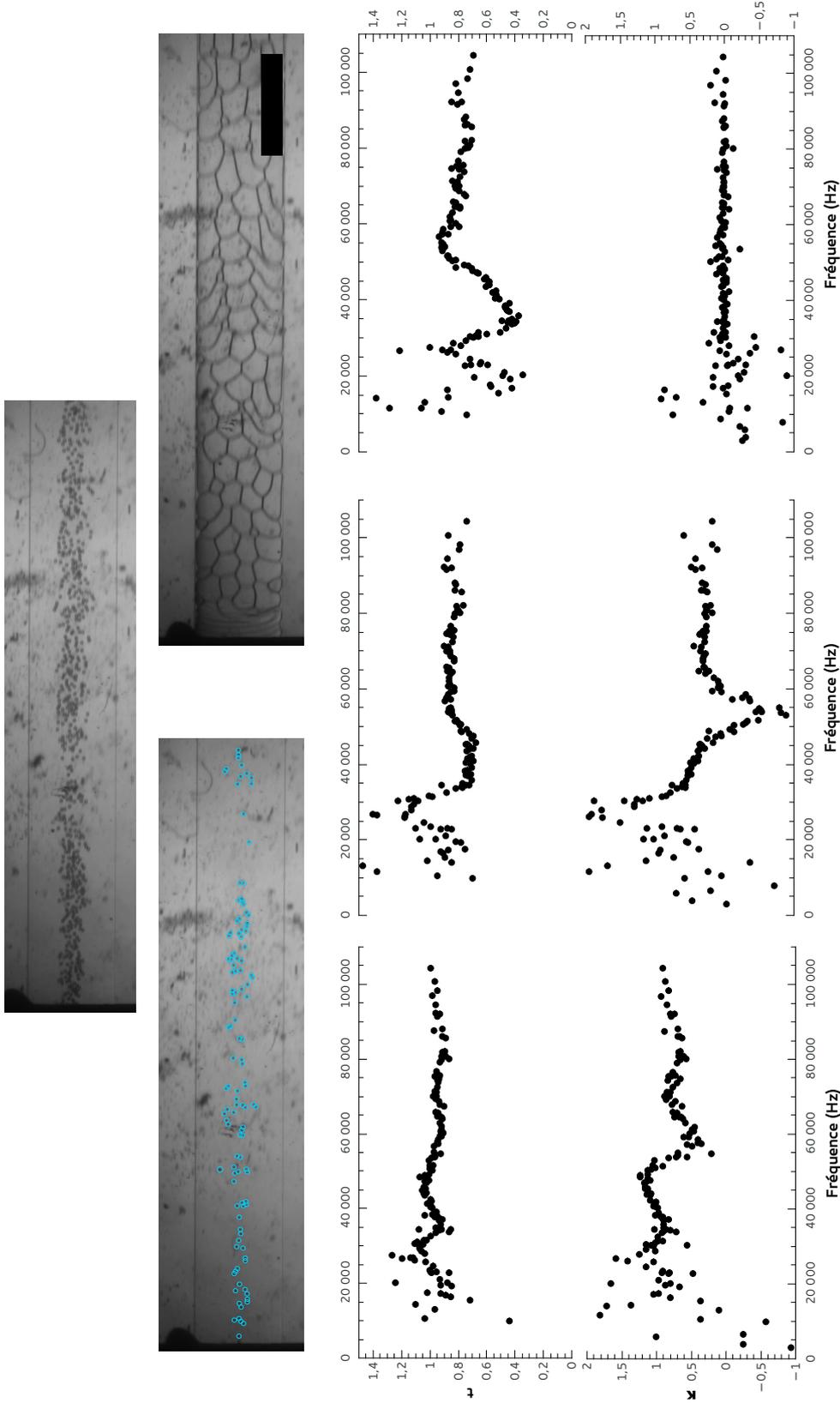


FIGURE 3.1 – Images de différentes densités surfaciques de bulles dans le canal (de la gauche vers la droite : 1 %, 8.4 % et 100 %) et les spectres du facteur de transmission (haut) et du coefficient κ (bas) correspondants. Les bulles ont été entourées dans la première image pour augmenter la visibilité. La barre d'échelle est commune aux trois images et vaut 2 mm.

suivante :

$$\kappa(f) = \frac{|\tilde{p}_{\text{mes}}| - |\tilde{p}_{\text{mousse}}|}{|\tilde{p}_{\text{eau}}| - |\tilde{p}_{\text{mousse}}|} \quad (3.14)$$

où $\tilde{p}_{\text{mousse}}$ est la transformée de Fourier du signal temporel acquis lorsque le canal est rempli d'une mousse sèche.

Ce paramètre vaudra, par construction, l'unité lorsque le canal sera rempli d'eau, et zéro lorsqu'il sera rempli d'une mousse sèche : sa valeur à une fréquence donnée nous permettra alors de situer le système par rapport à ces deux cas limites. En particulier, pour une fréquence donnée, une valeur de κ supérieure à l'unité signifie que l'intensité sonore mesurée est supérieure à celle du cas où seule de l'eau est présente ; parallèlement, une valeur de κ inférieure à zéro montre une valeur de la transmission plus faible que dans le cas de la mousse sèche. Enfin, une valeur de κ constante en fonction de la fréquence pour une situation donnée signifie que toutes les fréquences considérées ont été atténuées de la même manière entre les deux cas limites, montrant que la transition entre le cas liquide et le cas de la mousse sèche s'effectue de manière continue et uniforme pour toutes les fréquences. Ce coefficient, bien qu'il ne donne pas une indication quantitative de l'atténuation de l'onde sonore par son passage dans le milieu bulleux, semble donc être un indicateur intéressant afin de comprendre l'acoustique de ce milieu.

On peut se demander si la mousse sèche est un bon cas limite. En effet, la transmission d'une onde sonore au travers d'une mousse bi-dimensionnelle est un sujet encore ouvert. Cependant, l'hydrophilicité de nos canaux², nécessaire à la bonne tenue des bulles, nous empêche d'obtenir le cas où le canal est uniquement rempli de gaz et qui semble être un cas limite plus pertinent. Malgré tout, on voit expérimentalement que la transmission des ondes sonores semble varier très faiblement entre les différents échantillons de mousse que nous avons pu observer. Cette situation semble donc être reproductible, ce qui justifie son usage comme cas limite.

On remarquera qu'ici seules les amplitudes des transformées de Fourier sont utilisées pour le calcul du coefficient κ . L'utilisation de la phase des signaux recueillis, elle aussi porteuse d'une information, s'est en effet révélée complexe du fait du bruit de déclenchement de l'électronique utilisée (le TiePie notamment) : les démarrages de l'émission sonore et de l'acquisition n'étant pas tout à fait synchrones. Cette non-synchronicité n'étant pas reproductible, elle induit une imprécision forte sur la phase de l'onde qui est récupérée. Cela se traduisant par des résultats beaucoup plus bruités, les calculs sont effectués en ne considérant que l'amplitude.

2. due au traitement au plasma oxygène lors de l'étape de fabrication du micro-canal

3.2. Renormalisation et extraction des données des signaux acoustiques

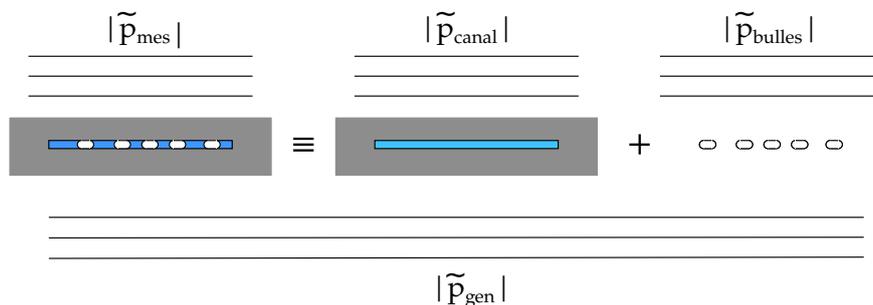


FIGURE 3.2 – Pour l’extraction de la contribution des bulles, le canal et les bulles qu’il contient est assimilé à la superposition d’un canal rempli d’un milieu effectif constitué de l’eau et des bulles, et des bulles seules.

3.2.4 Extraction de la contribution des bulles

La méthode précédente permet de situer le signal obtenu entre les deux cas limites que nous observons. Nous allons maintenant chercher à extraire la contribution des bulles uniquement. La forme des spectres de transmission (Fig. 3.1) nous indique que la présence du canal dans le faisceau acoustique a une influence sur ce dernier. Cette influence, qui peut avoir comme origine la forme géométrique du canal par exemple, vient s’ajouter à la contribution propre des bulles au signal acoustique (Fig. 3.2). Cette influence peut être mesurée dans les cas limites qui nous ont servi à construire le paramètre κ : lorsque le canal est rempli uniquement d’eau et lorsqu’il est rempli d’une mousse sèche.

Si l’on fait l’hypothèse que l’influence du canal est linéaire entre ces deux cas limites comme cela est illustré à la figure 3.3, on peut écrire la transformée de Fourier de cette contribution :

$$|\tilde{p}_{\text{canal}}| = \alpha |\tilde{p}_{\text{mousse}}| + (1 - \alpha) |\tilde{p}_{\text{eau}}| \quad (3.15)$$

Où $\alpha \in [0, 1]$ est un paramètre ne dépendant pas de la fréquence et définissant dans quelle proportion le signal acoustique est affecté par la contribution du canal rempli d’eau ($\alpha = 1$) et la contribution lorsqu’il est rempli d’air ($\alpha = 0$).

Si l’on rajoute la contribution des bulles la formule précédente devient :

$$|\tilde{p}_{\text{mes}}| = \alpha |\tilde{p}_{\text{mousse}}| + (1 - \alpha) |\tilde{p}_{\text{eau}}| + |\tilde{p}_{\text{bulles}}| \quad (3.16)$$

Ces deux contributions peuvent s’ajouter car le signal issu de la contribution des bulles ne passe pas successivement par les bulles puis par le canal vu de manière effective comme cela est illustré à la figure 3.2. De ce fait, la contribution des bulles individuelles et la contribution du canal peuvent être considérées comme indépendantes. Le signal mesuré en sortie sera la somme de ces deux contributions.

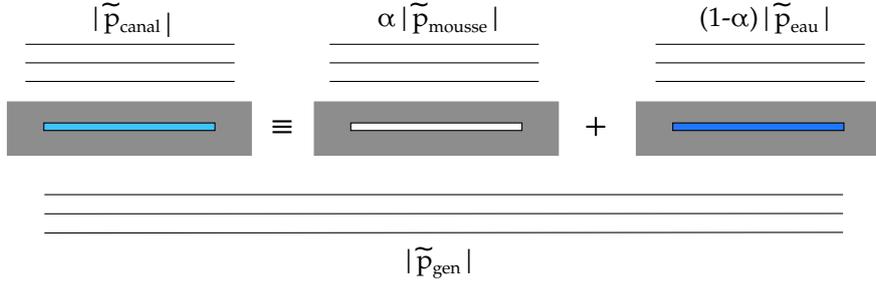


FIGURE 3.3 – Illustration de la contribution du canal comme la combinaison linéaire du cas limite où le canal est rempli de mousse et celui où il est rempli d'eau.

On voit que l'on peut extraire la *contribution normalisée* des bulles $|\tilde{p}_{\text{bulles}}/\tilde{p}_{\text{eau}}|$ au signal de la manière suivante :

$$\boxed{\frac{|\tilde{p}_{\text{bulles}}|}{|\tilde{p}_{\text{eau}}|} = \frac{|\tilde{p}_{\text{mes}}|}{|\tilde{p}_{\text{eau}}|} - \alpha \frac{|\tilde{p}_{\text{mousse}}|}{|\tilde{p}_{\text{eau}}|} + \alpha - 1} \quad (3.17)$$

Cette mesure, contrairement à celle de κ qui mesurait à quel point le signal se situe par rapport aux deux cas limites, cherche réellement à extraire la contribution des bulles au signal sonore. On remarquera que cette technique d'extraction génère des spectres, centrés autour de zéro, dont les valeurs négatives/positives dénotent d'une diminution/augmentation du signal reçu du fait de la présence des bulles. Cette information est quantitative : la contribution étant renormalisée par l'intensité sonore \tilde{p}_{eau} , elle s'exprime en fraction de cette dernière.

Pour pouvoir appliquer cette technique sur nos signaux expérimentaux, il nous reste maintenant à déterminer α . Pour cela, et afin d'éviter d'émettre une hypothèse sur la corrélation entre α et la densité de bulles présentes, on choisit de se servir d'une partie du spectre où $\tilde{p}_{\text{bulles}}$ est nulle. Si cette condition est vérifiée on a alors sur cette partie de spectre :

$$\tilde{p}_{\text{mes}} = \alpha \tilde{p}_{\text{mousse}} + (1 - \alpha) \tilde{p}_{\text{eau}} \quad (3.18)$$

Le paramètre κ peut ici nous être d'une aide précieuse puisque, sur la gamme de fréquence où cette condition est respectée, κ ne dépend plus de la fréquence et on a :

$$\kappa = 1 - \alpha \quad (3.19)$$

Au vu de la taille des bulles que l'on observe expérimentalement, la zone des spectres située au-delà de 80 kHz est théoriquement assez loin de leur fréquence de résonance. De plus, on observe (Fig. 3.1) que dans cette zone κ a une valeur relativement constante et varie strictement entre zéro et un. La moyenne de la valeur de κ sur cette plage de fréquence

3.3. Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles

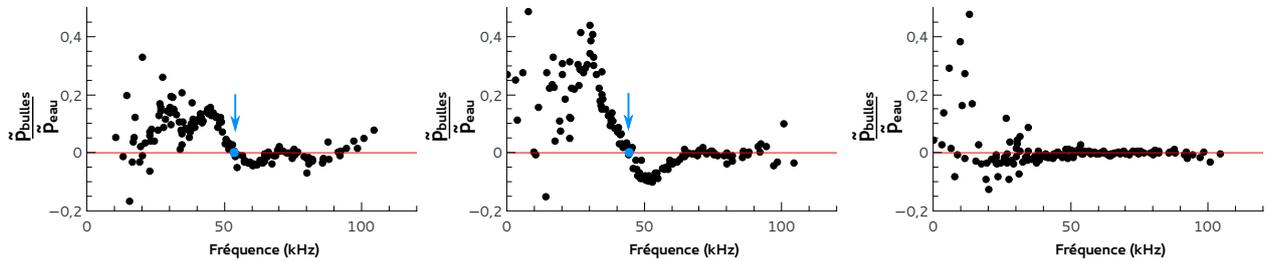


FIGURE 3.4 – Contribution normalisée des bulles $\tilde{p}_{\text{bulles}}/\tilde{p}_{\text{eau}}$ calculée expérimentalement pour les mêmes situations que pour la figure 3.1. La position de la résonance (points et flèches bleus) est déterminée à l'aide d'un ajustement linéaire près de la zone où la contribution normalisée change de signe.

semble donc être un bon estimateur de α .

Nous allons utiliser la quantité, que nous nommerons la contribution normalisée, conjointement avec κ afin d'estimer la réponse et l'influence d'un plan de bulles microfluidiques sur le passage d'une onde sonore.

3.3 Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles

Comme nous l'avons discuté au début de ce chapitre, la fréquence de résonance d'une bulle, correspondant à une longueur d'onde extrêmement basse en comparaison à sa propre taille, est une caractéristique de l'acoustique des bulles.

Comme nous allons le voir, dans le cas où une assemblée de bulles est présente on peut s'attendre à une modification de la fréquence de résonance globale par rapport au cas de la bulle unique. On se propose tout d'abord d'étudier théoriquement cette résonance pour une assemblée de bulles bi-dimensionnelles. Une étude de la transmission acoustique aux alentours de cette résonance sera ensuite réalisée.

3.3.1 Fréquence de résonance d'un plan de bulles bi-dimensionnelles

La fréquence de résonance d'une assemblée de bulles bi-dimensionnelles n'a pas fait l'objet de travaux théoriques intenses. L'approche effectuée pour un nuage 3D peut en revanche nous donner une première idée de ce que l'on peut attendre de la fréquence de résonance d'un tel système.

Prévision théorique de la fréquence de résonance d'un nuage de bulles tri-dimensionnelles

On considère l'équation de Rayleigh-Plesset modifiée [Leighton, 1994] afin de prendre en compte la pression induite par les bulles voisines :

$$\rho R\ddot{R} + \frac{3}{2}\rho\dot{R}^2 = p_1 - S \left(R^2\ddot{R} + 2R\dot{R}^2 \right) \quad (3.20)$$

avec

$$p_1 = \left(p_A + \frac{2\sigma}{R_n} \right) \left(\frac{R_n}{R} \right)^{3\chi} - p_A - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - p(t) \quad (3.21)$$

où S est le terme de couplage entre la bulle considérée et les $N - 1$ bulles placées à des distances d_i et qui peut s'exprimer comme :

$$S = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{d_i} \quad (3.22)$$

Connaissant les positions des différentes bulles au cours de l'expérience, ce terme est directement calculable à partir des expériences.

En se plaçant dans la limite où les variations du rayon de la bulle sont faibles, on peut écrire ce dernier sous la forme $R = R_0(1 + X(t))$ avec $X(t) \ll 1$. Sous ces conditions l'équation 3.21 peut être linéarisée afin de trouver la relation liant la fréquence de résonance du nuage au rayon des bulles R qui le composent, en fonction de la fréquence de Minnaert des bulles individuelles :

$$f_{\text{nuage}} = \frac{f_{\text{Minnaert}}}{\sqrt{1 + RS}} \quad (3.23)$$

On remarque que l'on retrouve la fréquence de résonance de trois bulles couplées oscillant en phase, démontrée en 6.2. Ces deux formules montrent donc que l'on s'attend à ce que la fréquence de résonance d'un nuage de bulles diminue avec l'augmentation de l'interaction entre les bulles.

Observation expérimentale

On trouvera en figure 3.4 les spectres de la contribution normalisée des bulles, calculés à l'aide de la méthode décrite à la sous-section 3.2.4, pour les mêmes situations expérimentales que la figure 3.1. On retrouve, pour les cas où des bulles sont présentes, des contributions de l'assemblée de bulles successivement positives et négatives avec l'augmentation de la fréquence. Ceci marque le fait qu'une résonance est présente. En effet, les bulles oscillant en phase avec l'excitation lorsque la fréquence de cette dernière est plus faible que la fréquence de

3.3. Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles

résonance, leur contribution va être positive et le signal reçu sera plus important. *A contrario*, après la résonance, les bulles oscillant en opposition de phase par rapport à l'excitation, le signal reçu sera plus faible.

La fréquence de résonance de l'assemblée de bulles présentes dans le canal est donc la fréquence pour laquelle la contribution des bulles au signal passe de positive à négative. Cette fréquence est symbolisée par les points bleus de la figure 3.4, et est extraite de manière fine en effectuant un ajustement linéaire des points expérimentaux aux alentours de la fréquence pour laquelle la contribution change de signe.

Relation de Minnaert pour des bulles bi-dimensionnelles

Nous avons indiqué au début de ce chapitre que Mekki-Berrada *et al.* ont déterminé que la fréquence de Minnaert d'une bulle bi-dimensionnelle pouvait s'écrire

$$f_0 R_0 \approx 1.5 \text{ m/s} \quad (3.24)$$

On détermine la fréquence de résonance de différentes assemblées de bulles réalisées durant la même expérience et comportant des nombres et des tailles différentes. Comme on peut le voir sur la figure 3.5 la formule précédente semble ici vérifiée pour la gamme de rayons de bulles qu'il a été possible d'explorer puisque l'on obtient

$$\boxed{f_0 R_0 = (1.45 \pm 0.05) \text{ m/s}} \quad (3.25)$$

On notera que cette relation reste vraie quel que soit le nombre de bulles présentes dans le canal, et quel que soit leur coefficient de couplage. En effet, lors de l'expérience, le nombre de bulles présentes a varié de quelques dizaines à quelques centaines. Pour autant, aucune déviation à l'équation 3.25 ne semble apparaître. On remarquera tout de même que la taille des barres d'erreur - principalement due à la détermination de la taille des bulles présentes - et l'amplitude sur le nombre de bulles, indique que, si cette déviation existe, elle doit être relativement faible.

3.3.2 Transmission au travers un plan de bulles bi-dimensionnelles

Comme on pouvait le voir sur la figure 3.4, la contribution normalisée des bulles varie également en intensité. Étant située dans la limite basse des fréquences accessibles par le transducteur, la contribution positive située aux alentours de 30 kHz est plus fortement bruitée que la contribution négative située vers 55 kHz. Pour cette raison, nous étudierons

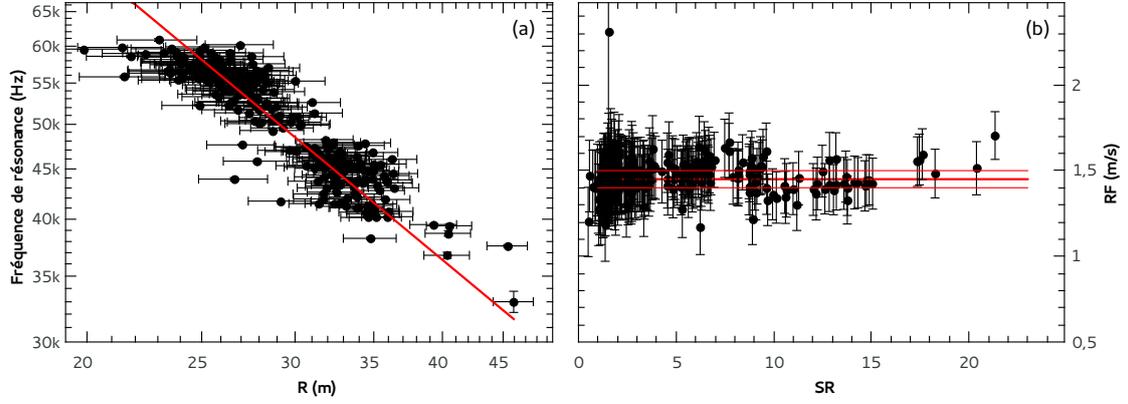


FIGURE 3.5 – (a) : Évolution de la fréquence de résonance avec le rayon des bulles. La ligne rouge est un ajustement avec la formule $f_{\text{res}} = a/R$ donnant $a = (1.45 \pm 0.05) \text{ ms}^{-1}$. Les échelles horizontales et verticales sont logarithmiques. (b) : représentation de Rf_{bulles} en fonction du produit du paramètre de couplage et du rayon des bulles SR . La ligne représente la valeur de a déterminée précédemment. Le nombre de bulles présentes dans cette expérience varie de 40 à plus de 800. Les erreurs sont principalement dues à la détermination de la taille des bulles à partir des vidéos, les bulles ne mesurant que quelques pixels de diamètre.

exclusivement dans la suite la variation de cette contribution négative qui correspond à une diminution du signal incident par la présence des bulles.

Comme on peut le voir sur la figure 3.6 de gauche, la progression du minimum de la contribution normalisée des bulles suit deux régimes successifs, présentant tout d'abord une tendance linéaire décroissante puis la transition aux alentours d'une fraction surfacique de 7% vers un régime constant.

En se penchant sur la valeur du minimum de κ - qui mesure à quel point la transmission du système se situe entre les deux cas limites (voir 3.2.3) - qui est représentée sur la figure 3.6 droite, on voit qu'elle affiche un comportement non-monotone. On rappelle que par construction

$$\forall f \begin{cases} \lim_{\Phi \rightarrow 0} \kappa = 1 \\ \lim_{\Phi \rightarrow 1} \kappa = 0 \end{cases} \quad (3.26)$$

où Φ dénote la fraction de surface. Le fait que, pour les régimes intermédiaires en fraction de surface, le minimum de κ soit négatif indique que pour ces fractions de surface *la transmission est plus faible* que dans le cas de la mousse sèche. On a donc que, pour certaines gammes de fréquences situées au-delà de la résonance, une assemblée de bulles diminue la transmission du signal sonore d'environ 60% de plus que la mousse sèche.

Le fait qu'il existe deux régimes dans la progression de la transmission au travers du plan

3.3. Transmission d'une onde sonore à travers un plan de bulles bi-dimensionnelles

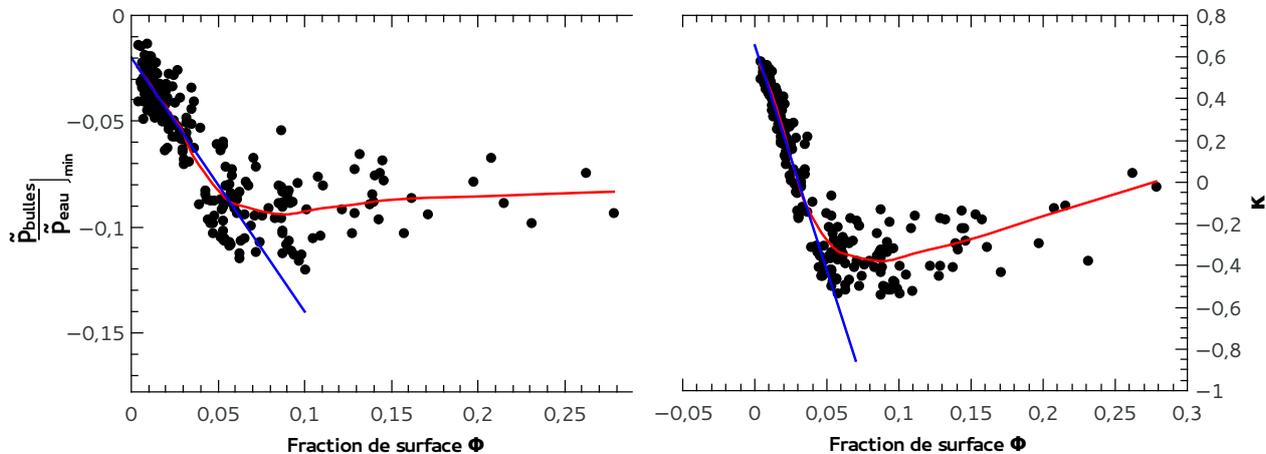


FIGURE 3.6 – Évolution du minimum de $\tilde{p}_{\text{bulles}}/\tilde{p}_{\text{eau}}$ (gauche) et du minimum de κ (droite) avec la fraction de surface du canal couverte de bulles. Pour plus de précisions, les minima sont obtenus en effectuant un ajustement quadratique aux alentours du point de plus basse intensité. Les courbes rouges sont des lissages de type LOESS, consistant à réaliser localement des ajustements polynomiaux afin de lisser la courbe, et servent de guide pour l'œil.

de bulles - l'un pour lequel elle diminue avec la fraction de surface, et l'autre pour lequel elle augmente - est certainement une signature du couplage qu'il peut exister entre les bulles. Comme on peut le voir sur la figure 3.6, pour les faibles fractions surfaciques la diminution du minimum de la contribution des bulles et du minimum de κ sont linéaires : chaque bulle contribue de la même manière à diminuer la transmission. L'image de gauche de la figure 3.1 par exemple, pour laquelle la fraction surfacique est de 1.7% se situe dans ce régime linéaire : même si certaines bulles se touchent, elles sont suffisamment espacées pour que l'on puisse considérer que la contribution de cette assemblée se résume en la somme des contributions individuelles.

Au-delà d'une fraction surfacique de 7%³ les bulles proches ne peuvent plus être considérées comme indépendantes : la contribution individuelle d'une bulle à la diminution du signal est impactée par les bulles voisines qui vont, par exemple, gêner sa pulsation.

Ces expériences nous permettent donc de donner un seuil sur la fraction surfacique en deçà de laquelle un milieu bulleux bi-dimensionnel peut être abordé comme la somme des contributions individuelles de chaque bulle. Ce seuil est très faible, les bulles commencent donc à interagir très rapidement avec l'augmentation de leur nombre.

3. à titre d'exemple, l'image du centre de la figure 3.1 correspond à une fraction surfacique de 8.4%

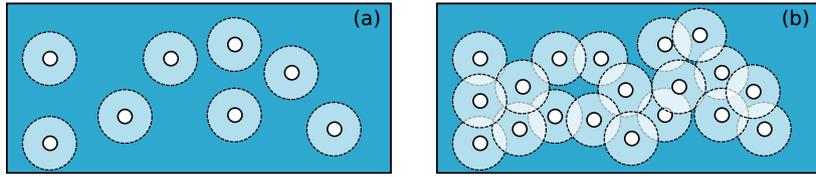


FIGURE 3.7 – Compréhension intuitive de la saturation du milieu. (a) les bulles sont suffisamment diluées pour que les surfaces effectives ne se recouvrent pas : la contribution totale est linéaire avec le nombre de bulles présentes. (b) les bulles sont trop concentrées, leurs surfaces commencent à se recouvrir et la contribution n'augmente plus ou peu avec l'augmentation du nombre de bulles. Vu de dessus. Le rapport de la surface effective sur la surface de la bulle est à l'échelle et suit l'équation 3.28.

Section efficace de bulles bi-dimensionnelles

Cette saturation de la contribution pour une fraction surfacique relativement faible - au-delà de laquelle la diminution de cette contribution n'est plus linéaire avec l'augmentation de la fraction surfacique - nous permet d'accéder à la section efficace des bulles de notre système. Cette situation serait ainsi un peu l'analogie de la transition entre le régime de diffusion simple et multiple pour la diffusion de la lumière par des gouttelettes. Si l'on note Φ_{opti} la fraction surfacique pour laquelle la contribution passe du régime linéaire au régime saturant, on peut estimer la section efficace des bulles S_{eff} comme étant la surface que les bulles devraient avoir afin de remplir tout le canal. On a donc :

$$\frac{S_{\text{eff}}}{S_{\text{bulle}}} = \frac{1}{\Phi_{\text{opti}}} \quad (3.27)$$

À partir des résultats de la figure 3.6 on peut donc obtenir une estimation de la section efficace des bulles présentes dans le système :

$$\frac{S_{\text{eff}}}{S_{\text{bulle}}} \approx 14 \quad (3.28)$$

Cela signifie que, du point de vue de l'onde sonore, chaque bulle a une surface apparente quatorze fois plus importante que sa surface réelle. On comprend donc intuitivement que, au-delà d'une certaine fraction surfacique, la contribution des bulles n'augmente plus : comme on peut le voir sur la figure 3.7 si la concentration des bulles est trop importante leurs surfaces effectives se recouvrent. Les contributions des bulles ne peuvent alors être considérées comme indépendantes et le milieu sature dans la direction de mesure.

3.4. Conclusion

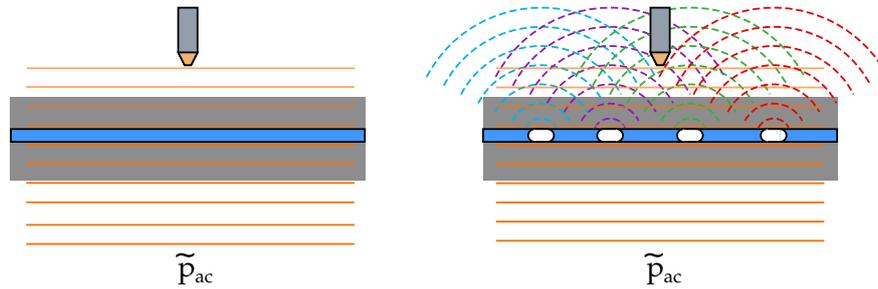


FIGURE 3.8 – Interprétation du dépassement des cas limites par le paramètre κ : lorsque le canal est rempli d’une phase unique (de l’air ou de l’eau) l’hydrophone ne mesure que l’onde acoustique qui a traversé la portion de canal situé directement en dessous de lui, du fait que l’onde incidente soit plane. Lorsque des bulles sont présentes, les émissions secondaires de ces dernières sont sphériques : une émission provenant d’une bulle éloignée va donc contribuer au signal reçu par l’hydrophone alors que la zone dont elle provient ne contribuait pas pour les cas limites.

3.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre qu’il est possible d’extraire la contribution des bulles des signaux acoustiques afin de s’affranchir des biais dus à la technique expérimentale. Cette technique peut être utilisée afin de déconvoluer les signaux d’une expérience pour laquelle les cas limites semblent avoir une influence et nous a permis d’exploiter des expériences impactées par l’influence de paramètres difficilement contrôlés, comme l’épaisseur des canaux microfluidiques ou encore la nature du cache permettant de restreindre la taille du faisceau acoustique.

Ceci nous a permis d’étudier l’influence que pouvait avoir une assemblée de bulles microfluidiques bi-dimensionnelles sur un signal acoustique. Cette étude a montré que la fréquence de résonance d’une telle assemblée de bulles est invariante avec le nombre de bulles présentes dans le système et suit une loi de Minnaert comparable à celle qui avait été trouvée pour la bulle unique dans un système comparable.

L’étude de la transmission à travers un tel système montre que les bulles contribuent de manière linéaire à la diminution de la transmission dans la gamme de fréquences située immédiatement au-delà de la fréquence de résonance du nuage tant que la fraction surfacique couverte est suffisamment faible. À partir d’une certaine densité de bulles, la diminution de la transmission dans cette gamme de fréquences n’augmente plus avec l’augmentation du nombre de bulles. Ceci est un signe que les bulles commencent à interagir et qu’il devient incorrecte de les considérer comme des entités distinctes et indépendantes. Dans le régime intermédiaire, pour des fractions surfaciques de l’ordre de 7%, la transmission du régime est diminuée de manière plus importante que pour le cas de la mousse sèche. Ceci est remarquable car on aurait pu penser que la rupture d’impédance entre le PDMS et la mousse, qui peut être

assimilée à une lame d'air, est telle que la transmission devrait en être fortement diminuée.

On peut interpréter ce phénomène par le fait que l'émission acoustique des bulles s'effectue de manière sphérique tandis que l'onde d'excitation est plane. Comme on peut le voir sur la figure 3.8, l'intensité produite par les bulles qui ne sont pas directement sous l'axe de l'hydrophone vont participer à la mesure, et donc augmenter d'autant plus le signal si leur pulsation s'effectue en phase, et le diminuer d'autant plus si elles sont en opposition de phase. Pour les cas limites, l'onde incidente sortant du système étant plane, l'hydrophone ne mesure que la contribution du canal situé directement en dessous. Le signal peut donc être plus fort dans le cas où des bulles sont présentes, par rapport au signal reçu lorsque le canal est rempli d'eau, car l'intensité des bulles adjacentes vient se rajouter au signal mesuré.

Une technique pour éviter cette contribution serait d'utiliser un système confocal : si l'excitation sonore et la réception s'effectuaient sur le même point, les bulles situées en dehors de ce point focal ne contribueraient pas et la renormalisation serait plus quantitative.

Une autre possibilité serait d'augmenter la surface couverte par les bulles microfluidiques à la manière des expériences de Leroy *et al.* [Leroy et al., 2009, Bretagne et al., 2011, Leroy et al., 2015] afin que toute l'excitation ultrasonore soit affectée par la présence des bulles. Dans les expériences présentées ici, la largeur du canal microfluidique, plus faible que l'ouverture dans le porte échantillon ne permettait pas de réaliser cette condition. Seulement, l'agrandissement de la largeur du canal était rendue difficile par des contraintes microfluidiques, par exemple l'effondrement de canaux ayant un rapport d'aspect entre épaisseur et largeur très importants. De plus, un dispositif tel qu'un diviseur [Link et al., 2004] serait nécessaire afin d'être capables de disséminer les bulles dans toute cette largeur. Une diminution de l'ouverture du porte échantillon serait également complexe : non seulement l'imagerie, réalisée avec un certain angle (voir sous-section 2.2.4) aurait été rendue plus difficile, et l'ouverture aurait alors été sensiblement plus petite que les longueurs d'onde d'intérêts, ce qui aurait fortement perturbé le champ acoustique incident par diffraction.

Si ces conditions sont réunies, les expériences pourraient s'effectuer en champ lointain, c'est-à-dire avec un hydrophone placé loin du plan de bulles, et non en champ proche. Dans ce cas, l'effet global du plan de bulles peut être sondé en s'affranchissant de la contribution du champ acoustique se propageant de part et d'autre du canal microfluidique.

Nos expériences ont permis de montrer de manière préliminaire que l'influence d'un réseau de bulle bi-dimensionnelles sur une onde acoustique est forte. La fréquence de résonance des bulles n'est dépendante que de leur taille, et la diminution n'étant dépendante que de la fraction surfacique présente, ce système peut agir comme un filtre acoustique de type *coupe bande* dans la région située juste au-delà de la fréquence de résonance. Les deux paramètres

3.4. Conclusion

de ce filtre (fréquence de coupure et atténuation) peuvent être réglés de manière simple et indépendante en jouant respectivement sur la taille des bulles et sur leur nombre. Ces paramètres sont facilement accessibles en microfluidique ce qui permet de changer de manière contrôlée et rapide les caractéristiques d'une onde sonore.

Chapitre 4

Étude d'un ensemble de microbulles excitées acoustiquement : vibrations, streaming et zones d'exclusion

Sommaire

4.1	Oscillations de bulles et phénomènes de couplage	48
4.1.1	Vibration d'une bulle seule	48
4.1.2	Couplage d'une assemblée de bulle	50
4.1.3	Effet des couplages sur les modes de vibrations	52
4.2	Vous avez dit streaming?	55
4.2.1	Mixed-mode streaming	56
4.3	Streaming créé par un ensemble de bulles en l'absence d'écoulement extérieur 58	
4.3.1	Système à deux bulles	58
4.3.2	Système de N bulles	63
4.4	Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion 65	
4.4.1	Zone d'exclusion créée par deux bulles	65
4.4.2	Écoulement total créé par une assemblée de bulles sous écoulement extérieur	72
4.5	Conclusion	76

Le contenu de ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans *Physical Review Fluids* : [Combriat et al., 2018].

4.1 Oscillations de bulles et phénomènes de couplage

L'ensemble formé par la bulle et par son milieu environnant est, du point de vue de la mécanique des fluides, un objet de nature « bipolaire ». Lorsque l'on parle d'une bulle de gaz dans un liquide, on a la mise en contact d'un milieu très compressible (le gaz) et d'un milieu qui l'est très peu (le liquide). Par conséquent, une bulle va répondre fortement à un changement de pression puisque, étant compressible, elle verra son volume diminuer de manière significative avec l'augmentation de la pression.

Comme nous le verrons par la suite, l'oscillation de la surface de la bulle va avoir de fortes conséquences pour le fluide environnant. Afin de comprendre et de pouvoir prédire ces implications hydrodynamiques, nous allons, dans cette partie, chercher à prédire l'oscillation d'une, puis d'un ensemble de bulles microfluidiques confinées en deux dimensions entre les parois d'un canal microfluidique.

4.1.1 Vibration d'une bulle seule

Pulsation

On considère tout d'abord une bulle *sphérique*, non confinée, ayant un rayon R valant R_0 au repos à la pression $P = p_A$, composée à la fois d'un gaz dont la constante polytropique vaut κ (valant environ 1.4 pour l'air), et de la vapeur du liquide environnant à la pression de vapeur saturante p_v . La tension de surface de l'interface avec le liquide environnant vaut σ . Cette bulle est entourée d'un liquide de masse volumique ρ et de viscosité η .

Comme nous l'avons déjà vu, l'évolution du rayon de cette bulle en fonction de la pression extérieure est donnée par l'équation de Rayleigh-Plesset [Leighton, 1994] :

$$R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{2} = \frac{1}{\rho} \left\{ \left(p_A + \frac{2\sigma}{R_0} - p_v \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} + p_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} - p_A - P_{ac}(t) \right\} \quad (4.1)$$

avec $P_{ac}(t)$ la pression oscillante imposée par l'acoustique.

Le cas de bulles bi-dimensionnelles, qui est le cas des bulles de cette étude, a été étudié par Prosperetti [Prosperetti, 2004]. Pour une bulle seule, entourée d'un liquide incompressible et au contact de deux murs de rigidité infinie, il a montré que, si l'on considère de petites oscillations autour du rayon d'équilibre, et que l'on note $X(t)$ tel que $R(t) = R_0(1 + X(t))$ on a :

$$\ln \left(\frac{S}{R_0} \right) \ddot{X} + \frac{2\kappa p_A}{\rho R_0^2} X = - \frac{P_{ac}}{\rho_f R_0^2} \quad (4.2)$$

4.1. Oscillations de bulles et phénomènes de couplage

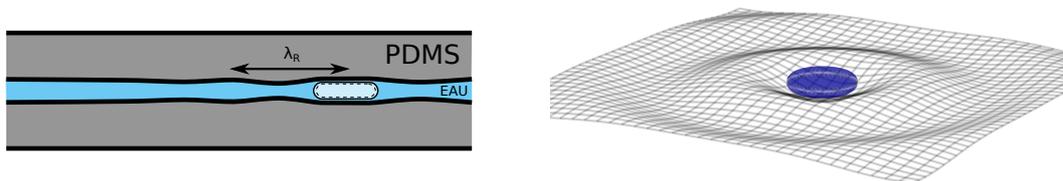


FIGURE 4.1 – Illustration des ondes de Rayleigh émises par une bulle vibrante à l'interface liquide/PDMS. Gauche : coupe latérale du canal, droite : représentation tri-dimensionnelle (la paroi haute du canal n'est pas représentée).

Lors de la dérivation de cette équation, le liquide entourant la bulle étant purement bi-dimensionnel, la masse de liquide mise en mouvement lors de la vibration de la bulle diverge. C'est pourquoi Prosperetti a introduit le paramètre S , présent dans cette équation, afin de fixer une limite à l'influence de la bulle sur le fluide. La situation décrite par cette équation est donc celle d'une bulle cylindrique, confinée entre deux plaques infiniment rigides, et entourée d'un cylindre de liquide incompressible de diamètre S .

Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016b] ont adapté cette équation pour le cas où les deux murs confinant la bulle ne sont pas infiniment rigides. Ils ont montré que, dans ce cas, la pulsation de la bulle va induire des ondes de surface, appelées ondes de Rayleigh, le long de l'interface entre le liquide environnant et les plaques (Fig. 4.1). Ces ondes vont non seulement modifier la pulsation de la bulle considérée, mais également celles de ses voisines. Dans le cas où l'on peut négliger les effets capillaires - donc pour des bulles suffisamment grosses - et la contribution visqueuse du gaz contenu dans la bulle - donc pour des fréquences d'excitation par trop élevées - ils ont montré que

$$\left[\rho_f c_R^2 k R_0 \frac{H_0^{(2)}(k R_0)}{H_0'^{(2)}(k R_0)} + 2\kappa p_A \right] \bar{X} = -\bar{P}_{ac} \quad (4.3)$$

où $H_0^{(2)}$ représente la fonction de Hankel du deuxième type et d'ordre 0, et $H_0'^{(2)}$ sa dérivée, c_R la célérité des ondes de Rayleigh se propageant à l'interface entre le liquide et les parois et k leur nombre d'onde, et en utilisant la notation harmonique :

$$\begin{cases} X(t) = \mathbb{R} \{ \bar{X} e^{i\omega t} \} \\ P_{ac}(t) = \mathbb{R} \{ \bar{P}_{ac} e^{i\omega t} \} \end{cases} \quad (4.4)$$

On voit donc que la présence de plaques élastiques pour confiner les bulles va influencer la

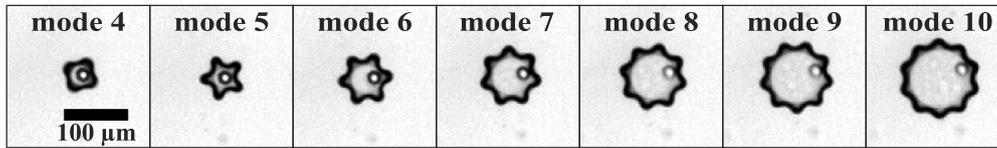


FIGURE 4.2 – Exemples de modes supérieurs pouvant être présents sur une bulle. Issu de [Mekki-Berrada et al., 2016b]

pulsation de la bulle seule. Nous verrons également que cette caractéristique va introduire un couplage supplémentaire entre les bulles.

Modes d'ordres supérieurs

Expérimentalement, on observe que les bulles peuvent également présenter des modes d'ordres supérieurs que ceux de pulsation et de translation présentés jusqu'à présent. Ceux-ci résultent d'une instabilité paramétrique qui se manifeste par des oscillations à une fréquence deux fois supérieure à celle de l'excitation. Comme le suggère l'image de la figure 4.2, et comme il a été montré dans [Mekki-Berrada et al., 2016b], un seul de ces modes d'ordre supérieur est présent en sus du mode de pulsation. Dans ce cas, l'ordre n du mode le plus favorable est donné, dans la mesure où le rayon des bulles est petit par rapport aux ondes acoustiques¹, par :

$$\omega_n^2 = \frac{-kR_0}{\Re\left(\frac{H_n^{(2)}(kR_0)}{H_n'^{(2)}(kR_0)}\right)} \frac{(n-1)(n+1)\sigma}{\rho_f R_0^3} \quad (4.5)$$

Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016b] ont montré que cette instabilité apparaît au-delà d'un seuil de pression acoustique correspondant environ à 25 kPa dans le cas le plus favorable.

Dans le travail présenté ici, on cherchera toujours à se placer à des pressions acoustiques suffisamment faibles pour que ces effets ne rentrent pas en compte.

4.1.2 Couplage d'une assemblée de bulle

Rabaud *et al.* [Rabaud et al., 2011] ont montré que les ondes de Rayleigh qui se propagent à l'interface entre le liquide et le PDMS va induire une interaction entre les bulles. Cette interaction, périodique, va induire une force oscillant à la même fréquence que l'excitation

1. les bulles étant des résonateurs sub-longueur d'onde, cette condition sera vérifiée pour peu qu'elles soient excitées à une fréquence proche de la fréquence de Minnaert

4.1. Oscillations de bulles et phénomènes de couplage

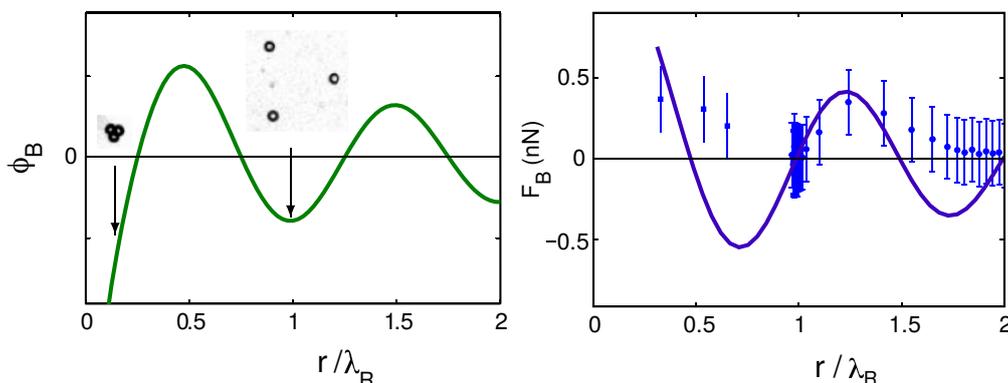


FIGURE 4.3 – Potentiel dont dérive la force de Bjerknes secondaire et force de Bjerknes secondaire. Issu de [Rabaud et al., 2011].

ultrasonore sur les bulles voisines. De manière générale, la moyenne dans le temps de cette force n'est pas nulle et on appelle force de Bjerknes secondaire la force moyenne résultant de cette interaction.

Rabaud *et al.* [Rabaud et al., 2011] ont en particulier montré que, dans le cas de deux bulles confinées entre deux parois élastiques, la force de Bjerknes secondaire dérive d'un potentiel :

$$F_B(r) = -\frac{\partial\Phi_B}{\partial r} \text{ avec } \Phi_B = -\frac{1}{2}\epsilon V_0 P_{2,0} \sqrt{\frac{R_0}{r}} \cos(k_R r) \quad (4.6)$$

qui est tracé, en figure 4.3. Un ensemble des bulles excitées acoustiquement vont être attirées vers les positions d'équilibre de ce potentiel situées à : $d_{\text{eq}} = n\lambda_R$ avec $n \in \mathbb{N}$ et $\lambda_R = c_R/f$ la longueur d'onde des ondes de surface générées par les bulles. Il a été montré expérimentalement que ces ondes se propagent à la vitesse $c_R \approx 33$ m/s [Rabaud et al., 2011]. On remarque que cette vitesse est bien inférieure à la vitesse des ondes acoustiques qui se propagent dans l'eau à une vitesse d'environ 1500 m/s : cette interaction sera donc plus lente à se développer que celle véhiculée directement par les ondes acoustiques.

Une étude théorique ultérieure de cette force de Bjerknes a également été réalisée par Doinikov *et al.* [Doinikov et al., 2016a]. Cette étude présente également une première démonstration expérimentale de l'existence de la deuxième position d'équilibre, située à $d = 2\lambda = c_R/f$, comme on peut le voir sur la figure 4.4. Il a également été montré dans cette dernière étude que la force de Bjerknes secondaire induite par les ondes de surface est beaucoup plus importante que celle véhiculée dans le liquide.

Ce couplage a de fortes conséquences sur une assemblée de bulles. Tout d'abord, une bulle soumise à un champ ultrasonore va avoir tendance à attirer ou repousser les bulles présentes dans les alentours afin de les amener à une distance d'équilibre égale à un multiple entier de la longueur d'onde des ondes de Rayleigh. Cette interaction étant présente entre tous

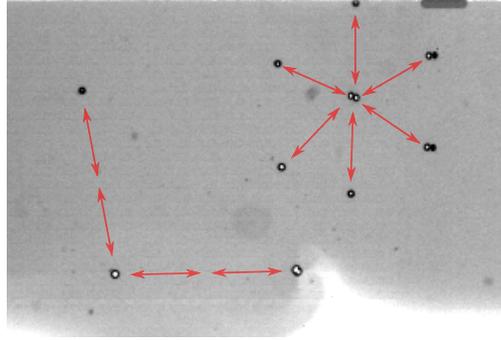


FIGURE 4.4 – Démonstration expérimentale de la présence des première et seconde positions d'équilibre d'un ensemble de bulles sous excitation ultrasonore. Les bulles à droite sont toutes situées à une distance λ_r de leurs voisines, formant un réseau triangulaire. En revanche celles de gauche sont situées à $2\lambda_r$. Les flèches rouges symbolisent λ_r et sont toutes de même taille. Pour la fréquence utilisée (85 kHz), la longueur d'onde des ondes de Rayleigh vaut approximativement $193 \mu\text{m}$, ce qui est la taille des flèches. Issue de [Doinikov et al., 2016a].

les couples de bulles présents, une assemblée de bulles va spontanément chercher à former un réseau triangulaire, afin que toutes les bulles soient à la même distance de toutes leurs voisines. On peut voir un aperçu d'un tel réseau sur la figure 4.4, et de manière plus complète dans [Rabaud et al., 2011].

On notera que le contact entre deux bulles est également une position d'équilibre stable comme on peut le voir sur les figures 4.3 et 4.4. Suivant leur distance initiale, les bulles auront donc tendance à former des réseaux ou des « packs » de bulles collées les unes aux autres.

Ce couplage présent entre les bulles lorsqu'elles sont soumises à une excitation ultrasonore va donc avoir une influence sur la répartition des bulles présentes dans le système. À cet effet déjà fort, s'en ajoute un autre qui va particulièrement nous intéresser dans la suite. Nous verrons en effet que ce couplage donne également naissance à un mode de translation qui, en s'ajoutant à la pulsation de la bulle, va avoir de fortes conséquences hydrodynamiques.

4.1.3 Effet des couplages sur les modes de vibrations

On a vu que, de par leur compressibilité, les bulles soumises à une excitation ultra-sonore modérée, voient leur volume changer de manière isotrope, comme cela est illustré à la figure 4.5 (a). On nomme $\overline{A_0}$ l'amplitude complexe de cette oscillation de telle manière que le rayon de la bulle puisse s'écrire sous la forme $R(t) = R_0 + A_0 \cos(\omega t + \phi_0)$ où R_0 est le rayon de la bulle au repos.

4.1. Oscillations de bulles et phénomènes de couplage

Si l'on ajoute une seconde bulle au système, cette dernière va modifier, du fait des ondes de Rayleigh qu'elle émet à l'interface paroi/liquide, la pulsation de cette première bulle. On va également assister à l'apparition d'un mode de translation suivant l'axe reliant les deux bulles d'amplitude complexe $\overline{A}_1 = A_1 e^{i\phi_1}$, comme illustré à la figure 4.5 (b). On peut donc décrire la position du centre de la bulle par : $x_{\text{centre}} = A_1 \cos(\omega t + \phi_1)$.

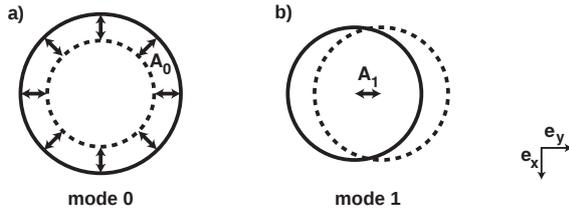


FIGURE 4.5 – Illustration des modes de pulsation (mode 0) d'amplitude A_0 et de translation (mode 1) d'amplitude A_1 d'une bulle. Adaptée de [Mekki-Berrada et al., 2016b]

Un calcul de la valeur de ces amplitudes a été réalisé par Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016a] pour un système à deux bulles. Après être brièvement revenu sur cette situation, nous allons chercher à l'étendre pour un système comprenant un plus grand nombre de bulles.

Cas à deux bulles

Pour commencer, on considère une assemblée de deux bulles, confinées et soumises à une excitation acoustique commune P_{ac} . Pour une bulle i , de rayon au repos R_i , on notera donc \overline{A}_0^i l'amplitude complexe de son mode 0 et \overline{A}_1^i l'amplitude complexe de son mode 1, induit par l'autre bulle située à la distance D . Il a été montré [Combriat et al., 2018] que pour deux bulles i et j , ces deux amplitudes peuvent être calculées par :

$$\begin{cases} \overline{A}_0^i \left[\alpha u(R_i, R_j) - 2 \frac{\kappa p_0}{R_i} \right] + \alpha u(D, R_j) \overline{A}_0^j = \overline{P}_{ac} \\ \overline{A}_1^i \left[\alpha v(R_i) \right] - \alpha w(D, R_j) \overline{A}_0^j = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

avec

$$\begin{cases} u(D_1, D_2) = \frac{H_0^{(2)}(kD_1)}{H_1^{(2)}(kD_2)} \\ v(R) = \frac{H_1^{(2)}(kR)}{H_1^{\prime(2)}(kR)} \\ w(D_1, D_2) = kD_2 \frac{H_1^{(2)}(kD_1)}{H_1^{(2)}(kD_2)} \\ \alpha = \frac{\rho \omega^2}{k} \end{cases} \quad (4.8)$$

où $k = \omega/c_R$ est le nombre d'onde de Rayleigh, ρ est la densité de la phase liquide, κ l'index polytropique du gaz, $H_n^{(2)}$ la fonction de Hankel du deuxième type d'ordre n et $H_n^{\prime(2)}$ sa dérivée.

Cas à N bulles

Si maintenant la bulle possède plus d'une voisine, on considère qu'elle présentera autant de modes de translation que de voisines. On fait l'hypothèse que ces différents modes de translation sont indépendants et donc que l'amplitude complexe de la translation de la bulle i , induite par la bulle j , que l'on note $\overline{A_1^{j \rightarrow i}}$, est indépendante des autres bulles présentes dans le système. On fait également l'hypothèse que les contributions complexes de toutes les bulles $j \neq i$ au mode 0 de la bulle i peuvent se sommer² en un seul mode complexe $\overline{A_0^i}$.

Dans ces conditions nous avons montré [Combriat et al., 2018] que le système présenté en Eq. 4.7 peut être étendu à un système comprenant N bulles :

$$\begin{cases} \overline{A_0^i} \left[\alpha u(R_i, R_i) - 2 \frac{\kappa p_0}{R_i} \right] + \alpha \sum_{j \neq i} u(D_{i,j}, R_j) \overline{A_0^j} = \overline{P_{ac}} \\ \overline{A_1^{j \rightarrow i}} = \frac{\alpha w(D_{i,j}, R_j) \overline{A_0^j}}{[\alpha v(R_i)]} \end{cases} \quad (4.9)$$

en utilisant les notations de 4.8. Ce système étant linéaire, il peut être résolu analytiquement afin de trouver pour chaque bulle :

- l'amplitude complexe de son mode de pulsation $\overline{A_0}$
- les amplitudes de ses $N - 1$ modes de translation $\overline{A_1}$.

En pratique, comme l'amplitude des ondes de Rayleigh décroît très rapidement avec la distance, il n'est nécessaire de calculer la somme de la première équation du système 4.9 que sur les voisins proches de la bulle considérée, ce qui permet une simplification de la résolution du système, utile par exemple lorsque l'on cherche à traiter de grands systèmes.

Ce système d'équations couplées présente, suivant les arrangements des bulles, leur distance, leur nombre et leur taille, une zoologie de solutions très importante. On ne présentera pas ici une étude complète de ce système, toutefois on pourra trouver, à titre d'exemple, une résolution de ce système pour les cas simples comportant deux, trois et quatre bulles arrangées selon une ligne en figure 4.6. On peut voir sur cette figure quelques tendances que l'on retrouve dans la plupart des cas :

- le mode 0 d'une bulle est généralement plus fort lorsque celle-ci est entourée d'un grand nombre de bulles. Cela est logique puisque d'autant plus de bulles contribueront à ce mode 0. Ainsi, au sein d'un réseau de bulles, les bulles ayant le plus de voisines étant généralement vers le centre du réseau, elles présentent un mode de pulsation plus important que celles situées sur les bords.

2. cela se justifie par le fait que la contribution d'une bulle au mode 0 d'une autre bulle est négligeable devant la contribution de l'excitation extérieure P_{ac} , et donc, que toutes les oscillent phase.

4.2. Vous avez dit streaming?

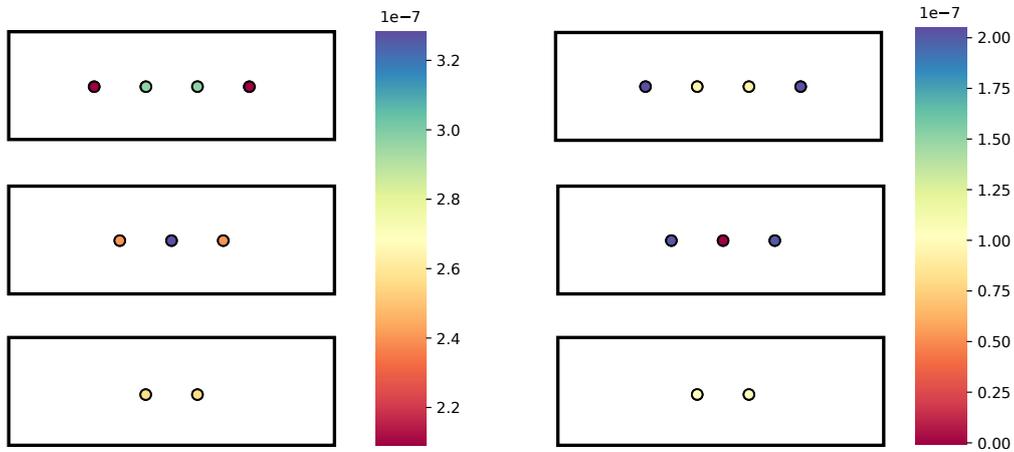


FIGURE 4.6 – Exemples de calcul de la valeur des modes 0 (gauche) et 1 (droite) pour différents arrangements de bulles. Pour cet exemple, le rayon des bulles est de $20\ \mu\text{m}$, la distance inter-bulle vaut $d = 0.7\ \lambda_R$ pour la fréquence utilisée ($54\ \text{kHz}$) et la pression acoustique $P_{ac} = 1\ \text{kPa}$. La norme des amplitudes $\overline{A_0}$ et $\overline{A_1^{tot}} = \sum_{j \neq i} \overline{A_1^{j \rightarrow i}}$ (qui sont des complexes) sont représentées par les échelles de couleur qui sont en mètres.

- au contraire, le mode 1 total $\overline{A_1^{tot}} = \sum_{j \neq i} \overline{A_1^{j \rightarrow i}}$ est généralement plus fort sur les bords du réseau que au centre et ceci pour des raisons de symétrie : une bulle entourée de part et d’autres de deux autres bulles identiques ne présente de mode de translation total : la contribution des deux voisines sont exactement opposées. On peut voir cet effet sur la figure 4.6 à droite lorsque trois bulles sont présentes. Ainsi, une bulle présentera un mode de translation d’autant plus fort qu’elle sera près d’un bord du réseau ou d’un défaut de celui-ci.

Les mouvements décrits ici ont, comme on peut le voir sur l’échelle de la figure 4.6, des amplitudes relativement faibles, de l’ordre du pourcent de la taille de la bulle. Cependant ces mouvements s’effectuant à haute fréquence, la surface de la bulle oscille à une vitesse de plusieurs dizaines de millimètres par seconde. Ce mouvement rapide va provoquer l’apparition de streaming acoustique comme conséquence de phénomène non linéaire qui se produit dans le fluide.

4.2 Vous avez dit streaming?

Le phénomène de streaming, ou d’écoulement redressé en français, prend source dans la non-linéarité de l’équation de Navier-Stokes. Du fait de cette non-linéarité, un mouvement périodique dans le temps peut provoquer l’apparition de quantités dont la moyenne temporelle ne sera pas nulle. Pour une compréhension intuitive, on peut penser à une quantité

variant de manière sinusoïdale dans le temps. Alors que la moyenne temporelle de cette quantité est nulle, si une autre quantité dépend non-linéairement³ de cette sinusoïde sa moyenne temporelle ne sera pas nulle.

Du fait de la non-linéarité de l'équation de Navier-Stokes, il est possible donc qu'un fluide soit mis en mouvement de manière stationnaire en conséquence à une excitation périodique. On appelle un tel écoulement un *écoulement redressé*⁴.

Afin que cette non-linéarité soit visible, il est nécessaire que les vitesses mises en jeu soient grandes, afin que le terme non-linéaire soit significatif devant le terme linéaire. Ceci est généralement réalisé à l'aide de mouvements oscillants à haute fréquence [Lutz et al., 2005] et, ou à fortes amplitudes. De tels mouvements peuvent également être générés par des ondes sonores hautes fréquences comme les ultrasons, pour peu que leur puissance soit suffisante [Eckart, 1948].

On a vu précédemment qu'une bulle soumise à une excitation ultrasonore, verra sa surface osciller fortement, à la même fréquence que l'excitation initiale. Cette oscillation importante, bien que périodique dans le temps, va donc potentiellement générer un écoulement de streaming [Wang et al., 2013, Longuet-Higgins, 1998].

4.2.1 Mixed-mode streaming

On s'intéresse maintenant à l'écoulement produit par une bulle sous une excitation ultrasonore. Comme on l'a vu à la section 4.1, si l'on se place à une amplitude sonore suffisamment faible pour ne pas faire apparaître les modes de vibrations supérieurs décrits en sous-section 4.1.1, une bulle va principalement répondre à une excitation ultrasonore par une variation isotrope de son volume. Dans le cas où elle est entourée de bulles voisines, on a vu en 4.1.3 que les interactions avec celles-ci peuvent induire un mode de translation, dit mode 1, sur la bulle considérée. Ces deux modes, dont l'amplitude complexe peut être calculée grâce aux Eq. 4.9, ont de manière générale des phases différentes, que l'on nommera ϕ_0 et $\phi_1^{j \rightarrow i}$ dans la suite. On note également $\Delta\phi^{j \rightarrow i} = \phi_1^{j \rightarrow i} - \phi_0$ la différence de phase entre ces deux modes.

Comme on peut le voir dans la figure 4.7, une bulle exhibant à la fois un mode 0 et un mode 1 dont la différence de phase $\Delta\phi$ n'est pas égale à 0 congru à π va, au cours de sa période de vibration, emprunter un chemin différent entre le premier et le second quart de sa

3. par exemple quadratiquement, ce qui est le cas ici de fait de la forme de la non-linéarité de l'équation de Navier-Stokes

4. on peut voir ici l'analogie avec le redressement du courant électrique par un pont de diodes (qui sont des composants non-linéaires) : à partir d'un courant électrique alternatif ce montage peut fournir un *courant redressé* dont la composante continue n'est pas nulle

4.2. Vous avez dit streaming?

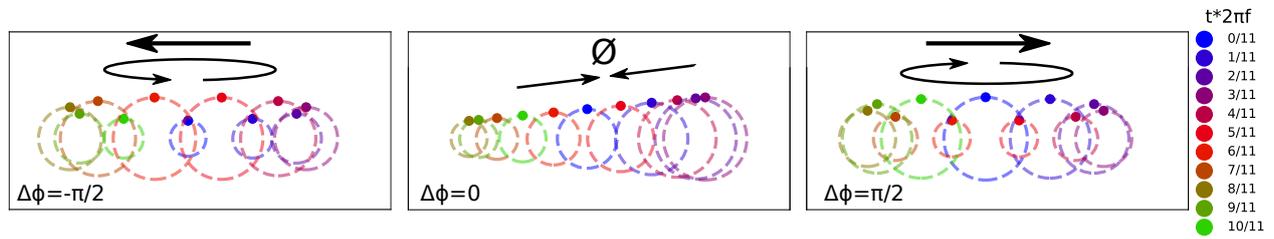


FIGURE 4.7 – Compréhension qualitative de l'influence de la différence de phase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$ sur le streaming produit par une bulle. Une bulle présentant une mode de pulsation et un mode de translation (ici fortement exagéré) est représentée à différents instants de sa période d'oscillation. Lorsque la différence de phase est nulle (au centre) la bulle effectue un trajet symétrique entre la première et la deuxième moitié de sa période d'oscillation : le terme $\sin(\Delta\phi)$ s'annule, il n'y a pas de mixed-mode streaming. En revanche, dans le cas où la différence de phase est différente de 0 $[\pi]$ (à gauche et à droite sur cette figure) on voit que la bulle n'emprunte pas le même chemin entre la première et la deuxième moitié de son oscillation. Dans le cas où $\Delta\phi = -\pi/2$ (gauche) on voit que la bulle a un volume plus important quand elle se déplace de droite à gauche que lorsqu'elle se déplace de gauche à droite, créant un effet de « pompage » vers la gauche. Le sens de pompage est inversé pour une différence de phase de $\pi/2$, ce qui est une explication qualitative à la présence des écoulements « fontaine » et « anti-fontaine » que l'on peut retrouver lorsque deux bulles sont soumises à une excitation acoustique.

période, ainsi qu'entre le troisième et le quatrième. Intuitivement on peut voir que, dans le cas où $\Delta\phi = \pi/2$ dans la figure 4.7, la bulle va pousser plus de liquide vers la droite qu'elle ne va en pousser vers la gauche car son volume est plus important lorsque son mouvement s'effectue de gauche à droite que lorsqu'il s'effectue de droite à gauche. À contrario, lorsque la différence de phase entre les modes 0 et 1 est égale à 0 congru à π , on voit que la bulle parcourt le même chemin tout au long de son cycle.

De manière plus formelle, lorsque la différence de phase n'est pas égale à 0 congru à π , le mouvement de la bulle n'est pas invariant par inversion de l'axe du temps. Ceci est une condition nécessaire, d'après le *scallop theorem* [Purcell, 1977] pour la nage à de faibles nombres de Reynolds. Pour les bulles il n'est pas question de nager puisque celles-ci sont d'une part généralement attachées au canal par des pièges capillaires, et d'autre part soumises à la force de Bjerknes secondaire qui est bien plus importante, cependant, le fait que ce mouvement soit non-réciproque dans le temps nous indique qu'un écoulement redressé (dont la moyenne sur une période d'oscillation est non-nulle) est très certainement présent.

Cet écoulement de streaming résultant ici de la présence tout à la fois du mode de pulsation et d'un mode de translation, est de ce fait généralement appelé écoulement redressé de modes mixtes (*mixed mode streaming*).

On s'intéresse maintenant de manière plus quantitative à cet écoulement. Une bulle seule ne présentant pas spontanément de mode de translation, le cas le plus simple que l'on puisse

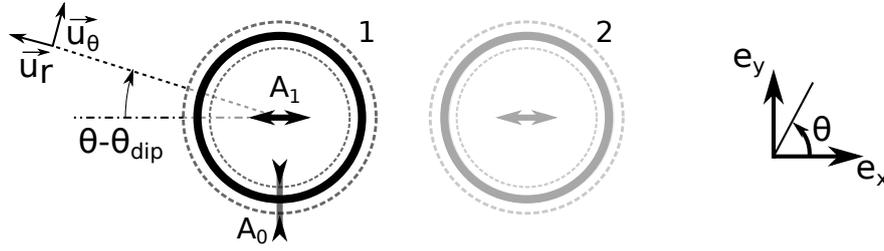


FIGURE 4.8 – Schéma des notations utilisées : pour un groupe de bulle le streaming créé par une bulle (ici la bulle 1) sous l'influence d'une autre bulle (ici la bulle 2) est calculé dans le référentiel de cette première.

étudier sera celui de deux bulles, le traitement du cas à plus de bulles sera ensuite étudié. Enfin, nous verrons l'influence d'un écoulement externe sur le streaming créé par un ensemble de bulles.

4.3 Streaming créé par un ensemble de bulles en l'absence d'écoulement extérieur

4.3.1 Système à deux bulles

Théorie

On considère un couple de bulles, toutes deux soumises à une excitation acoustique de pulsation ω . On rappelle que l'on peut décrire la pulsation (ou mode 0) de chacune des bulles de cette paire par les paramètres (A_0, ϕ_0) et la translation (ou mode 1) par les paramètres (A_1, ϕ_1) déjà introduits en 4.1.3.

Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016a] ont montré que l'on peut décrire l'écoulement redressé produit par une bulle présentant un mode de pulsation et un mode de translation à l'aide de la fonction courant :

$$\Psi^s = \frac{1}{2} A_1 A_0 \omega \sin(\phi_0 - \phi_1) \left[\left(\frac{R_0}{r} \right) - \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 \right] \sin(\theta - \theta_{dip}) \quad (4.10)$$

où r est la distance par rapport à la bulle considérée et $\theta - \theta_{dip}$ l'angle par rapport à la droite liant les deux bulles comme l'indiquent les notations présentées à la figure 4.8.

4.3. Streaming créé par un ensemble de bulles en l'absence d'écoulement extérieur

On peut dériver de cette fonction courant les composantes radiales et orthoradiales $u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}$ et $u_\theta = -\frac{\partial \Psi}{\partial r}$ du champ de vitesse créé par la bulle dans le liquide environnant

$$u_r^s = U_{\text{streaming}} \left[\left(\frac{R_0}{r} \right)^2 - \left(\frac{R_0}{r} \right)^4 \right] \cos(\theta - \theta_{\text{dip}}) \quad (4.11)$$

$$u_\theta^s = U_{\text{streaming}} \left[\left(\frac{R_0}{r} \right)^2 - 3 \left(\frac{R_0}{r} \right)^4 \right] \sin(\theta - \theta_{\text{dip}}) \quad (4.12)$$

où le paramètre $U_{\text{streaming}}$ est donné par

$$U_{\text{streaming}} = \frac{1}{2} \frac{A_1 A_0}{R_0} \omega \sin(\phi_0 - \phi_1) \quad (4.13)$$

On observe que le signe de $\sin(\phi_0 - \phi_1)$ a une influence directe sur le sens de l'écoulement comme on l'avait déjà perçu de manière intuitive à la figure 4.7. Ainsi, suivant la valeur de la différence de phase $\Delta\phi$ l'écoulement de streaming va avoir lieu dans un sens ou dans un autre. On appelle généralement un écoulement de type « fontaine », un écoulement dont la vitesse radiale est positive sur l'axe qui relie les deux bulles et un écoulement « anti-fontaine » un écoulement dont la vitesse radiale est négative sur ce même axe. Expérimentalement, du fait des distances et des tailles de bulles utilisées, la plupart des écoulements observés sont de type « fontaine » comme celui de la figure 4.9 par exemple.

Comparaison aux expériences

Cette figure présente une comparaison qualitative entre les lignes de courant générées à partir l'équation 4.10 et un résultat expérimental obtenu pour deux bulles au contact. Pour obtenir la fonction courant totale générée par deux bulles à partir de celle générée par une seule bulle de l'équation 4.10 on fait l'approximation que la fonction courant totale sera simplement la somme de chacune des fonctions courant générées par les bulles. Comme l'atteste la comparaison avec l'expérience, cette approximation est très satisfaisante, en particulier lorsque l'on ne se situe pas à proximité immédiate des bulles. Lorsque l'on se situe proche des bulles, cette sommation va *casser* la condition à la limite de non franchissement de la surface de la bulle par le fluide $u_r(R = R_0) = 0$. Généralement, pour la simulation de ces lignes de courant, cette condition est imposée *a posteriori* et de manière ad-hoc en fixant la valeur de fonction courant à une valeur constante à l'intérieur et sur la paroi des bulles.

On voit que les lignes de courant prédites théoriquement sont en bon accord qualitatif avec ce qui est observé expérimentalement. Cependant, comme les lignes de courant générées

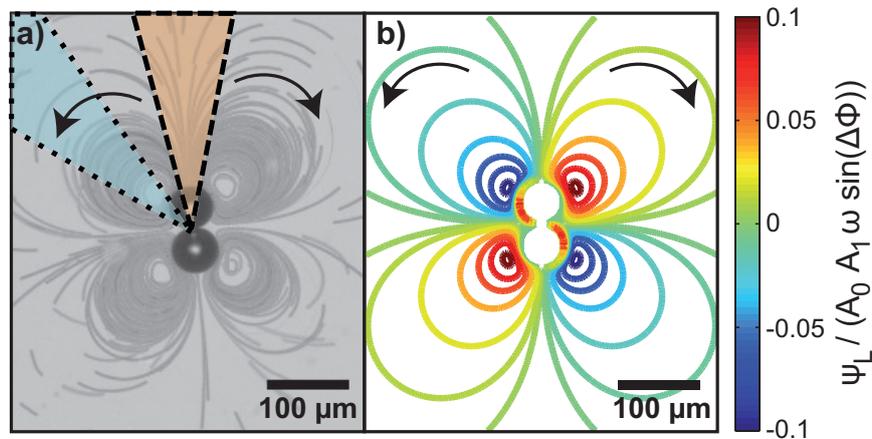


FIGURE 4.9 – Écoulement de streaming de type fontaine généré par deux bulles. a) Lignes de courant expérimentales. Des traceurs de $3\ \mu\text{m}$ ont été ajoutés afin de pouvoir visualiser les lignes de courant, obtenues en traçant pour chaque pixel la valeur de son minimum dans le temps. b) Lignes de courant générées à partir des isovaleurs de l'équation 4.10. Image issue de [Mekki-Berrada et al., 2016a].

par l'équation 4.10 sont toutes auto-similaires, une comparaison plus fine et quantitative est nécessaire afin de se convaincre de la pertinence du modèle proposé.

Pour cela, on se propose de comparer l'évolution des vitesses radiales et orthoradiales de l'écoulement en fonction de la distance au centre de la paire de bulles pour certaines directions avec les prédictions des équations 4.11 et 4.12. On effectue donc un suivi des traceurs présents dans l'expérience présentée en figure 4.9 ce qui permet d'obtenir les champs de vitesse présentés en figure 4.10.

Afin que la comparaison soit plus visuelle, nous avons choisi de comparer avec la théorie, les vitesses radiales et orthoradiales suivant deux directions situées autour des angles $\Theta = 0^\circ$ et $\Theta = 45^\circ$ en utilisant les notations de la figure 4.10, et symbolisées par les zones orange et bleu de la figure 4.9. Ces zones sont choisies afin d'avoir une détermination directe des deux composantes de la vitesse, du fait de la symétrie des équation et avec une certaine largeur angulaire afin d'avoir suffisamment de statistique pour le suivi de particules. Les vitesses radiales (en orange) et orthoradiales (en bleu) pour ces deux zones sont tracées en figure 4.11, superposées avec la prédiction théorique tracée en trait plein. Cette prédiction est obtenue en superposant les contributions de deux bulles, supposées identiques et distantes de $d = 2R_0$ dans le cas présent, chacune de ces contributions étant calculée à l'aide des équations 4.11 et 4.12.

La comparaison que l'on peut trouver en figure 4.11 montre une bonne reproduction des données expérimentales par le modèle présenté ici. La pression acoustique à laquelle sont soumises les bulles étant très difficile à déterminer expérimentalement, un ajustement est

4.3. Streaming créé par un ensemble de bulles en l'absence d'écoulement extérieur

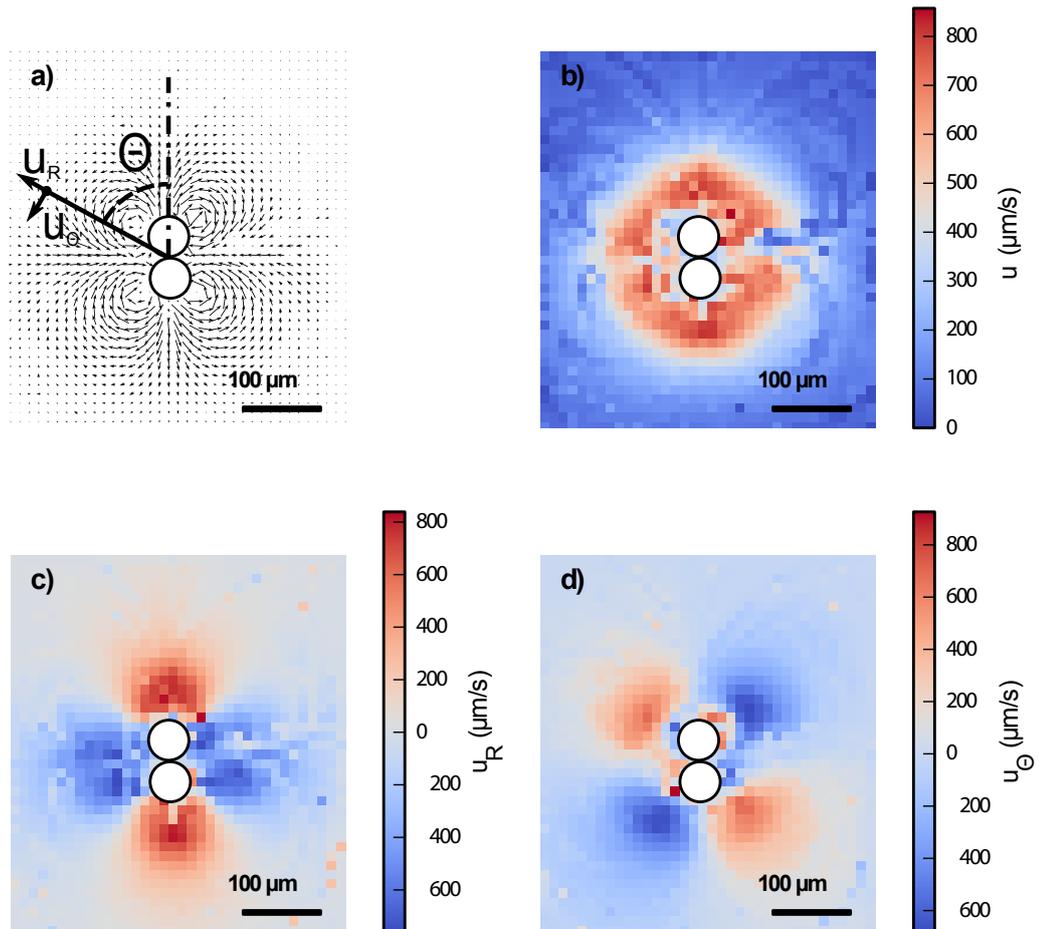


FIGURE 4.10 – Résultats de l'analyse PTV (Particle Tracking Velocimetry) réalisée sur l'expérience présentée en figure 4.9. a) Champ de vitesse, b) valeur de la vitesse totale, c) valeur de la vitesse radiale u_R , d) valeur de la vitesse orthoradiale u_Θ . Le suivi est effectué avec le logiciel FAST. Les données sont moyennées par zone comme cela est présenté en sous-section 6.1.4, et interpolées grâce à une pondération inverse à la distance afin de combler les endroits où la statistique est manquante. Données extraites de [Mekki-Berrada et al., 2016a].

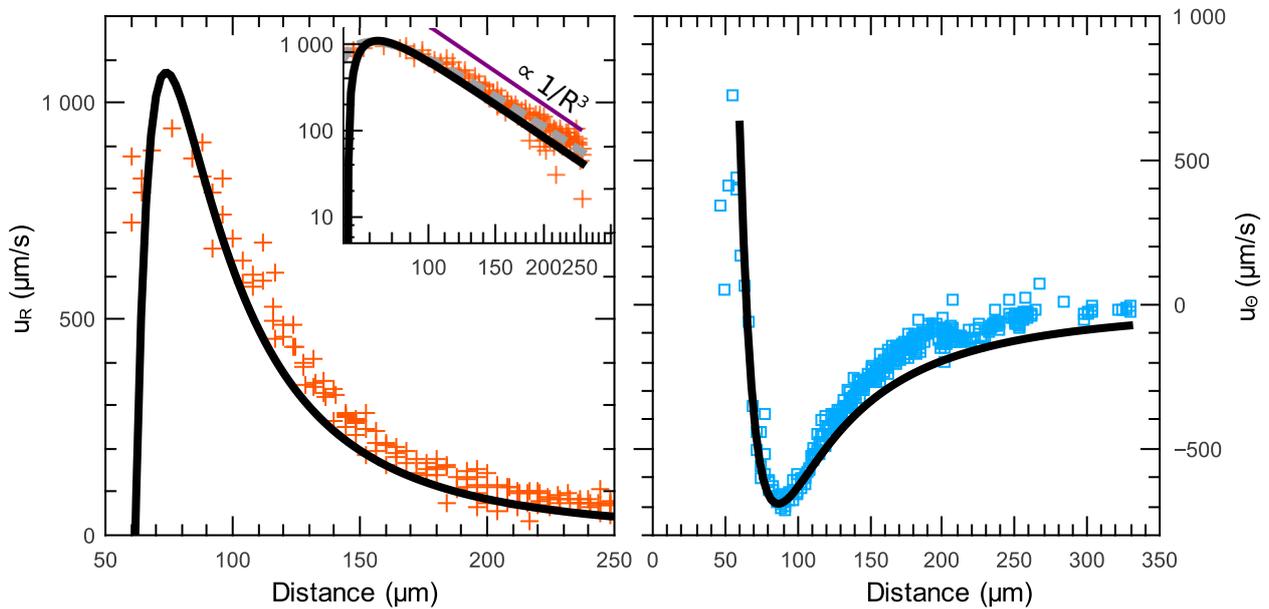


FIGURE 4.11 – Mesure de la vitesse radiale et orthoradiale, respectivement dans les zones orange et bleu de la figure 4.9, et comparaison avec le modèle théorique pour deux bulles identiques comportant un mode 0 et un mode 1. Issu de [Mekki-Berrada et al., 2016a].

réalisé pour rendre compte au mieux des données. Cet ajustement donne $A_0 A_1 \sin(\Delta\phi) = 0.74 \mu\text{m}^2$. Les deux bulles étant supposées identiques, ce paramètre est le même pour chacune des deux bulles.

On remarque que la vitesse maximale mesurée expérimentalement est environ égale à 1 mm/s ce qui est considérable au vu de la taille des bulles générant cet écoulement ($R_0 \approx 30 \mu\text{m}$).

La théorie présentée ici semble être à même de rendre compte des expériences simples comportant seulement deux bulles. Le problème était d'autant plus simple que le système est symétrique : les deux bulles étant identiques, leurs paramètres tels que leurs amplitudes d'oscillation seront nécessairement les mêmes, ce qui simplifie grandement la résolution, ainsi que la comparaison aux expériences : un seul paramètre, proportionnel à $V_{\text{streaming}}$ est nécessaire afin de rendre compte de l'écoulement global.

Nous allons maintenant éprouver cette théorie sur des cas plus compliqués, en particulier lorsque plus de bulles sont présentes.

4.3.2 Système de N bulles

Lorsque les bulles ne sont plus équivalentes⁵, les amplitudes des modes de pulsation et de translation des différentes bulles du système seront également différentes. Calculer théoriquement le flux généré à partir de l'équation 4.10 comme l'on avait fait jusqu'à présent reviendrait à devoir choisir autant de paramètres libres que de bulles non équivalentes.

Pour contourner cette difficulté, on peut tenter de calculer les amplitudes de ces modes pour chacune des bulles à partir du modèle développé en section 4.1.3 en utilisant les équations du système 4.9 qui permettent, connaissant l'arrangement de bulles et la pression acoustique, de calculer les amplitudes des modes de pulsation et de translation de chacune des bulles. De cette manière, le seul paramètre inconnu du système sera la pression acoustique à laquelle il est soumis, et sera donc utilisé comme paramètre ajustable.

Tout comme pour le système à deux bulles présenté précédemment, la fonction courant totale du système sera obtenue en sommant les fonctions courant de toutes les bulles. On remarque que, comme une bulle ayant plus d'une bulle voisine présentera plus d'un mode de translation, il faut adapter l'équation 4.10 pour en rendre compte. En faisant l'hypothèse que les différents modes de translation présents sur une bulle n'interagissent pas entre eux on peut écrire la fonction courant d'une bulle i présente dans un groupe sous la forme d'une somme sur ses différents modes :

$$\Psi^s = \sum_{j \neq i} \Psi_{j \rightarrow i}^s = \sum_{j \neq i} \frac{1}{2} A_1^{j \rightarrow i} A_0 \omega \sin(\phi_0 - \phi_1^{j \rightarrow i}) \left[\left(\frac{R_0}{r} \right) - \left(\frac{R_0}{r} \right)^3 \right] \sin(\theta - \theta_{\text{dip}}^{j \rightarrow i}) \quad (4.14)$$

Comme cela était le cas pour le modèle à deux bulles, la sommation directe des fonctions courant va avoir tendance à *casser* la condition de non-franchissement à la surface de la bulle. Cela est d'autant plus vrai ici que le nombre de fonctions courant que l'on somme est plus important que pour le cas à deux bulles. Cependant, on est confiant sur le fait que cette méthode soit une bonne approximation lorsque l'on ne se place pas au contact direct des bulles. Comme auparavant, la condition aux limites des bulles est rétablie *a posteriori* pour les simulations en imposant une valeur constante de la fonction courant à la surface de la bulle.

On peut voir sur la figure 4.12 que l'accord avec l'expérience est très bon pour des systèmes à trois et sept bulles. Pour le premier cas, les trois bulles sont équivalentes par symétrie, cependant chacune d'entre elles ayant deux voisines, elle présentera deux modes de

5. c'est-à-dire qu'elles n'auront plus les mêmes modes de translation et de pulsation

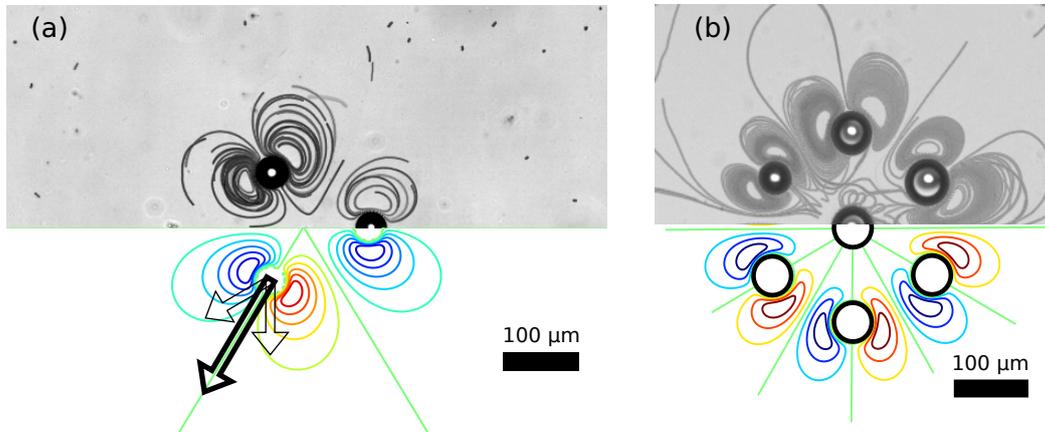


FIGURE 4.12 – Comparaison du modèle avec des expériences comportant trois et sept bulles, sans flux extérieur. L'expérience est présentée sur la moitié supérieure, la prédiction du modèle présentée ici l'est sur la partie inférieure. Extrait de [Combriat et al., 2018].

translation distincts qui sont symbolisés par les flèches fines sur la figure 4.12. Le streaming total généré par ces deux modes de translation est en excellent accord avec l'expérience.

Le cas à sept bulles présente des spécificités supplémentaires : tout d'abord chaque bulle aura six voisines, qui ne sont pas toutes équivalentes du point de vue de la distance. De plus, la bulle centrale est positionnée en un point de symétrie du système. On voit que la théorie reproduit bien les écoulements dipolaires présents autour des six bulles périphériques ainsi que l'écoulement quasi nul autour de la bulle centrale du fait de la symétrie du système. On voit également que, en dehors des agencements présentant une symétrie centrale, un système de N bulles va, sous excitation acoustique, produire $2N$ vortex distincts.

On a donc montré qu'il est possible de prédire et de rendre compte des expériences à l'aide de la théorie présentée ici. Nous avons vu que les écoulements de streaming générés par les bulles peuvent atteindre des vitesses impressionnantes, de l'ordre du mm/s ce qui est considérable au vu des tailles de bulles et du canal mises en jeu, qui sont de l'ordre de la dizaine de microns.

La capacité de mettre localement en mouvement rapide des fluides est intéressante en microfluidique, par exemple pour effectuer du mélange, ce qui n'est pas évident aux nombres de Reynolds auxquels sont confrontés les écoulements microfluidiques, ou encore du tri de particules. Les bulles pourraient ainsi agir comme des actuateurs, que l'on peut déclencher à volonté à l'aide de l'excitation acoustique [Ahmed et al., 2013, Wang et al., 2013].

Toutes ces expériences ont été effectuées dans un fluide au repos. On va maintenant chercher à comprendre ce qu'il advient de ces écoulements lorsqu'un écoulement extérieur est présent, cas fréquent en microfluidique.

4.4 Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

Nous nous proposons maintenant d'étudier ce qu'il advient de ces écoulements de streaming lorsque un flux extérieur uniforme est présent. Après quelques observations expérimentales, nous proposerons une adaptation de la théorie présentée dans la section précédente afin de rendre compte des expériences. En particulier, nous verrons que ces systèmes tendent à isoler une partie du fluide dans des zones de recirculation, ce qui peut avoir des applications intéressantes en microfluidique.

4.4.1 Zone d'exclusion créée par deux bulles

Observation expérimentale

On peut voir sur la figure 4.13 l'action d'un flux extérieur sur l'écoulement de streaming généré par deux bulles en configuration fontaine. Avec l'augmentation du flux extérieur on voit une profonde modification de l'écoulement total autour des bulles. Ainsi, le flux extérieur luttant contre le flux créé par les bulles en amont de celles-ci, on voit apparaître un premier point de stagnation dans l'axe des bulles, où la vitesse de l'écoulement s'annule. Tant que le flux extérieur n'est pas trop fort (en comparaison à la vitesse d'écoulement générée par le streaming) trois autres points de stagnation sont présents, et on observe toujours quatre recirculations⁶.

Au fur et à mesure que le flux extérieur augmente, on observe la disparition des deux zones de recirculation aval ainsi que le rapprochement du point de stagnation situé dans l'axe en amont des bulles.

On observe également sur ces images une caractéristique à laquelle nous nous intéresserons dans la suite : autour de la bulle aval, on observe une zone où les lignes de courant sont fermées, et sans connexion avec l'environnement extérieur. Cette zone, que l'on appellera *zone d'exclusion* est complètement coupée du flux extérieur. Les particules et *a fortiori* le fluide situés à l'intérieur de cette zone avant le début de l'excitation ultra-sonore ne pourront pas en sortir.

Afin de mieux comprendre cette zone, ainsi que l'écoulement global, il est possible d'adapter le modèle présenté jusque-là pour prendre en compte un écoulement extérieur.

6. ici, les deux zones de recirculations situées en amont des bulles ne sont pas visibles à cause d'une mauvaise répartition initiale des traceurs

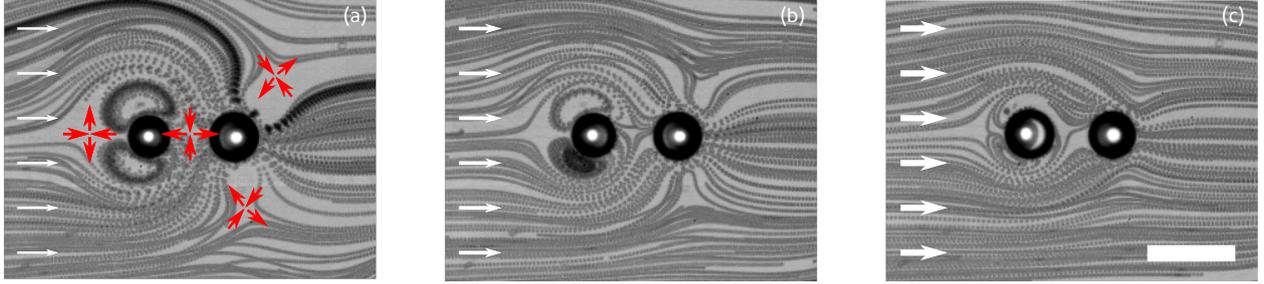


FIGURE 4.13 – Modification du streaming engendré par deux bulles sous la présence d'un flux externe venant de la gauche avec les vitesses : (a) $U_\infty/U_{streaming} = 0.0874$, (b) $U_\infty/U_{streaming} = 0.186$, (c) $U_\infty/U_{streaming} = 0.364$. La paire de bulle, ainsi que la fréquence (90 kHz) et la pression acoustique, sont les mêmes tout au long de l'expérience. Les flèches rouges sur l'image (a) dénotent les points de stagnation de l'écoulement. La barre d'échelle vaut 100 μm . Issu de [Combriat et al., 2018].

Théorie : en l'absence d'excitation ultrasonore

On considère un écoulement externe, se propageant selon l'axe x avec une vitesse U_∞ . On peut décrire le champ de vitesse autour de la bulle de la même manière que celui autour d'un cylindre infini du fait que l'on peut considérer le système comme étant à deux dimensions. On peut donc décomposer ce champ comme étant l'addition d'une vitesse constante avec un champ induit par la présence de la bulle : $\mathbf{u}^{\text{flow}} = \mathbf{u}^{\text{flow},\infty} + \mathbf{u}^{\text{flow},\text{induit}}$. Ceci peut s'écrire en termes des fonctions courant prises dans le référentiel cylindrique centré autour de la bulle :

$$\Psi^{\text{flow}} = \Psi^{\text{flow},\infty} + \Psi^{\text{flow},\text{induit}} \quad (4.15)$$

avec :

$$\Psi^{\text{flow},\infty} = U_\infty r \sin(\theta) \quad (4.16)$$

la fonction courant générée par l'écoulement extérieur en l'absence de bulle et

$$\Psi^{\text{flow},\text{induit}} = -U_\infty \frac{R_0^2}{r} \sin(\theta) \quad (4.17)$$

la fonction courant induite par la présence de la bulle dans l'écoulement. Cela peut s'écrire en termes de champ de vitesse par :

$$\begin{cases} u_r^{\text{flow},\infty} = U_\infty \cos(\theta) \\ u_\theta^{\text{flow},\infty} = U_\infty \sin(\theta) \end{cases} \quad (4.18)$$

4.4. Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

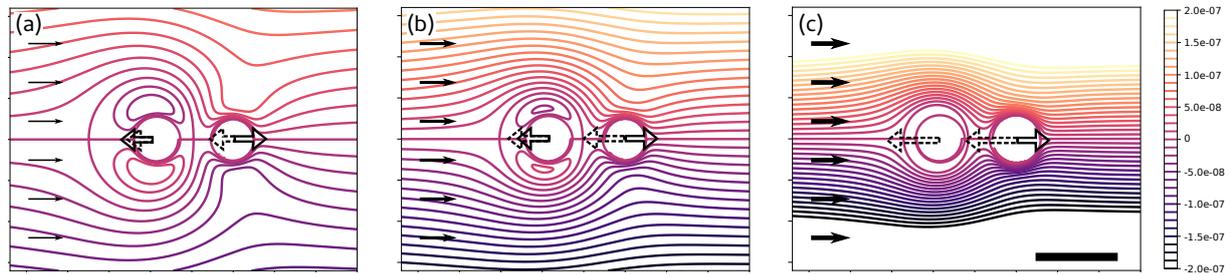


FIGURE 4.14 – Prévission théorique de l'écoulement total généré par deux bulles sous un écoulement extérieur. Le flux extérieur vient de la gauche avec les mêmes vitesses que la figure 4.13. L'accord qualitatif avec les lignes de courant de la figure 4.13 est obtenu en prenant $U_{\text{streaming}} = 6.18 \text{ mm/s}$. La barre d'échelle représente $100 \mu\text{m}$ et l'échelle de couleur la valeur de la fonction courant en m^2s^{-1} .
Issu de [Combriat et al., 2018].

et

$$\begin{cases} u_r^{\text{flow, induit}} = U_\infty \left[-\left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \right] \cos(\theta) \\ u_\theta^{\text{flow, induit}} = U_\infty \left[-\left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \right] \sin(\theta) \end{cases} \quad (4.19)$$

On remarque que le flux induit par la bulle peut être interprété comme un flux dipolaire, pointant dans le sens opposé du flux extérieur. Ce champ total généré par l'écoulement extérieur respecte la condition de non-glissement à la surface de la bulle.

Prise en compte de l'écoulement de streaming

Si l'on fait l'hypothèse que l'écoulement de streaming n'est pas affecté par le flux extérieur, on peut simplement écrire que l'écoulement total est égal à la somme de l'écoulement total et de l'écoulement extérieur :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{\text{flow}, \infty} + \sum_{\text{bulles}} \mathbf{u}^{\text{flow, induit}} + \sum_{\text{bulles}} \mathbf{u}^{\text{streaming}} \quad (4.20)$$

À nouveau, on peut obtenir les lignes de courant de cet écoulement en traçant les iso-valeurs de la fonction courant, un exemple de simulation, cherchant à reproduire les résultats de la figure 4.13 est présenté en figure 4.14. La pression acoustique étant toujours inaccessible expérimentalement, un ajustement est effectué sur le paramètre $U_{\text{streaming}}$ afin de rendre compte au mieux de l'expérience. Dans l'expérience présentée en figure 4.13 le seul paramètre changeant entre les trois sous-figures étant la vitesse de l'écoulement extérieur, le même paramètre $U_{\text{streaming}}$ est utilisé pour simuler les trois sous-figures de la figure 4.14 et donne $U_{\text{streaming}} = 6.18 \text{ mm/s}$.

On voit que l'accord avec l'expérience est très bon, ce qui nous conforte dans l'hypothèse que les fonctions courant des écoulements de streaming et extérieurs peuvent se sommer. On remarque également que la zone d'exclusion est bien reproduite : il s'agit de la ligne d'isovaleur 0 fermée et centrée autour de la bulle amont. Le modèle, assez simple, présenté ici semble donc suffisant pour rendre compte des observations expérimentales. Afin de nous en convaincre, nous allons maintenant étudier de manière quantitative la zone d'exclusion ainsi que le point de stagnation présent en amont des deux bulles.

Caractéristiques de la zone d'exclusion générée

Afin de comparer de manière quantitative le modèle présenté avec l'expérience, une grandeur mesurable doit être choisie. La position de point de stagnation amont, facile à déterminer expérimentalement et numériquement est celle que nous étudierons dans la suite. Notons que ce point de stagnation n'apparaît que si l'écoulement de streaming est dirigé face au flux extérieur, donc dans le cas d'un écoulement de type fontaine ($U_{\text{streaming}} > 0$). Ce point étant l'endroit où la vitesse de streaming et celle du flux extérieur s'annulent, il se situe, pour des raisons de symétrie, nécessairement sur l'axe passant par les deux bulles.

Si l'on ne considère que la contribution de la bulle amont, donc en négligeant l'écoulement produit par la bulle aval, on peut écrire la condition que doit satisfaire la position r_0 de ce point de stagnation

$$u_r(r = r_0, \theta = \pi, \theta_{dip} = \pi) = 0 \quad (4.21)$$

ce qui se traduit par

$$\underbrace{U_{\text{streaming}} \left[\left(\frac{R_0}{r_0} \right)^2 - \left(\frac{R_0}{r_0} \right)^4 \right]}_{\text{génééré par le streaming}} - \underbrace{U_{\infty} \left[1 - \left(\frac{R_0}{r_0} \right)^2 \right]}_{\text{génééré par l'écoulement extérieur}} = 0 \quad (4.22)$$

Cette équation du quatrième degré ne possède qu'une seule solution qui satisfait la condition physique $\frac{r_0}{R_0} > 1$ et qui soit située en amont des bulles :

$$\frac{r_0}{R_0} = \sqrt{\frac{U_{\text{streaming}}}{U_{\infty}}} \quad (4.23)$$

Cette loi peut être vérifiée expérimentalement en mesurant la distance entre la bulle amont et le point de stagnation (r_0) pour différentes vitesses de flux extérieur. On trouvera à la figure 4.15 (b) le résultat expérimental de cette distance au point de stagnation renormalisée par le rayon de la bulle, tracée en fonction du rapport des vitesses extérieurs et de

4.4. Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

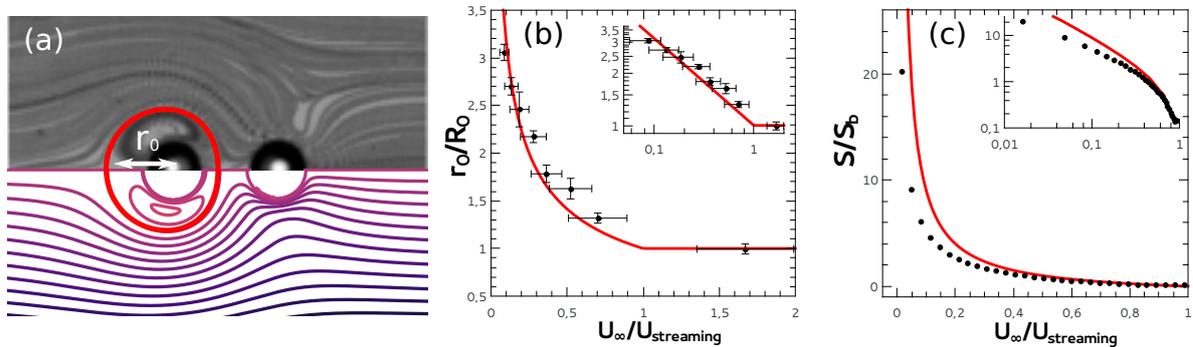


FIGURE 4.15 – (a) Mise en valeur de la zone d'exclusion expérimentale, du point de stagnation et comparaison avec la théorie présentée ici. (b) Distance au point de stagnation r_0 tracée en fonction du flux extérieur. La courbe rouge est un ajustement réalisé à partir de l'équation 4.23 et donnant $U_{\text{streaming}} = 6.18 \text{ mm/s}$. Les barres d'erreur verticales sont dues à la variation du rayon des bulles lors de l'expérience et les barres d'erreur horizontales à la détermination de la vitesse du flux extérieur, réalisé à l'aide d'un suivi de particules effectué loin des bulles considérées. Tous les points proviennent de la même expérience, réalisée avec une fréquence d'excitation de 90 kHz, en variant la vitesse du flux extérieur U_∞ de 10 mm/s à 0.5 mm/s. (c) Comparaison des surfaces d'exclusion calculées numériquement (points noirs) et analytiquement en considérant une surface circulaire de rayon donné par l'équation 4.23.

streaming. Un ajustement à partir de la loi présentée à l'équation 4.23 est également tracé. Cet ajustement semble très satisfaisant et donne $U_{\text{streaming}} = 6.18 \text{ mm/s}$.

On peut également s'intéresser à la surface piégée⁷ par cet écoulement. Trouver une formule analytique de cette surface reviendrait à trouver la surface entourée par la ligne d'iso-valeur passant par le centre des bulles, ce qui n'est pas simple de manière formelle du fait de l'expression de la fonction courant considérée. Cette surface peut également être évaluée de manière numérique comme cela a été fait sur la figure 4.15. Cependant, au vu de la forme de la forme d'exclusion telle que l'on peut l'observer sur les figures 4.13, 4.14 et 4.15 on se propose d'approximer la forme de cette zone par un cercle de rayon r_0 afin de permettre de permettre un calcul simple et approché de cette surface. Comme on peut le voir sur la figure 4.15, et comme on pouvait le déjà le sentir sur la figure 4.13, cette approximation est d'autant plus correcte que le flux extérieur est fort, et peut raisonnablement être utilisée lorsque le rapport des vitesses du flux externe et de streaming $U_\infty/U_{\text{streaming}}$ est supérieur à 0.5, permettant d'évaluer rapidement la surface exclue du flux extérieur.

La présence de cette zone d'exclusion et une bonne compréhension de ses propriétés pourraient avoir des applications pratiques en microfluidique dans la mesure où le fait de

7. c'est en réalité un volume, cependant, l'étude se faisant en deux dimensions, nous parlerons plutôt de surface

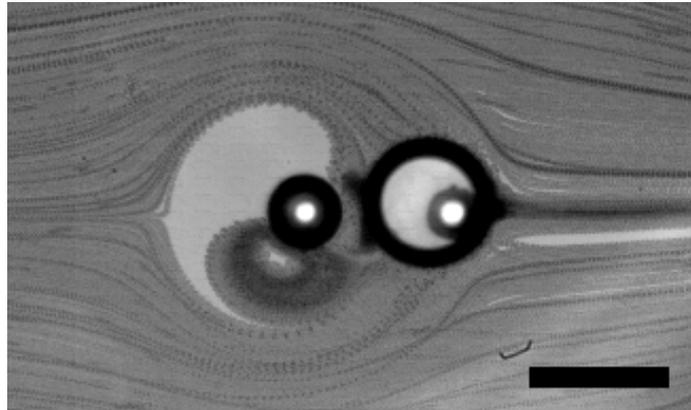


FIGURE 4.16 – Exemple de zone d'exclusion : lorsque l'excitation acoustique a été déclenchée, aucune particule ne se trouvait dans la partie supérieure de la bulle de gauche. Tant que l'excitation acoustique est présente, aucune particule ne peut rentrer à l'intérieur : elle est exclue de l'écoulement. Les particules ont une taille de $2\ \mu\text{m}$ et sont visualisés en traçant, pour chaque pixel de la vidéo, la valeur de son minimum dans le temps. La barre d'échelle vaut $100\ \mu\text{m}$ et la fréquence d'excitation est de $90\ \text{kHz}$.

pouvoir piéger une partie bien définie d'un fluide en mouvement et les particules qu'il contient pourrait permettre de contrôler des réactions chimiques. On peut ainsi penser à piéger une quantité précise d'un réactif, changer le fluide extérieur tout en maintenant l'excitation acoustique, puis libérer cette quantité dans le nouveau fluide afin de réaliser une réaction très contrôlée. Une expérience préliminaire montrant la faisabilité de ce principe peut être trouvée à la figure 4.16. On voit ici que, par chance, aucune particule n'était présente dans la partie supérieure de la zone d'exclusion au début de l'excitation acoustique. Comme cette zone est coupée du flux extérieur, mais également de la zone d'exclusion inférieure, elle restera vierge de particule tant que l'excitation acoustique est présente.

Nous nous sommes pour l'instant restreints à une géométrie simple, avec les deux bulles dans l'axe du flux incident, le système étant symétrique. On a montré, dans ce cas, qu'il est possible de créer une zone d'exclusion, de forme quasi circulaire autour de la bulle amont. Mais que pourrait-il se passer s'il l'on relâche une partie de ces contraintes ? Comme on l'a vu précédemment, le modèle dont nous disposons semble bien rendre compte des observations expérimentales, on peut donc se risquer à tester de nouveaux cas, de manière numérique, afin de se faire une idée sur les géométries de zones d'exclusion que l'on peut atteindre.

Dans un premier temps, nous étudierons ce qu'il advient de cette zone d'exclusion si l'on considère des bulles dont l'axe n'est pas colinéaire avec la direction du flux incident. Nous étudierons ensuite ce qu'il se passe avec un nombre plus important de bulles.

4.4. Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

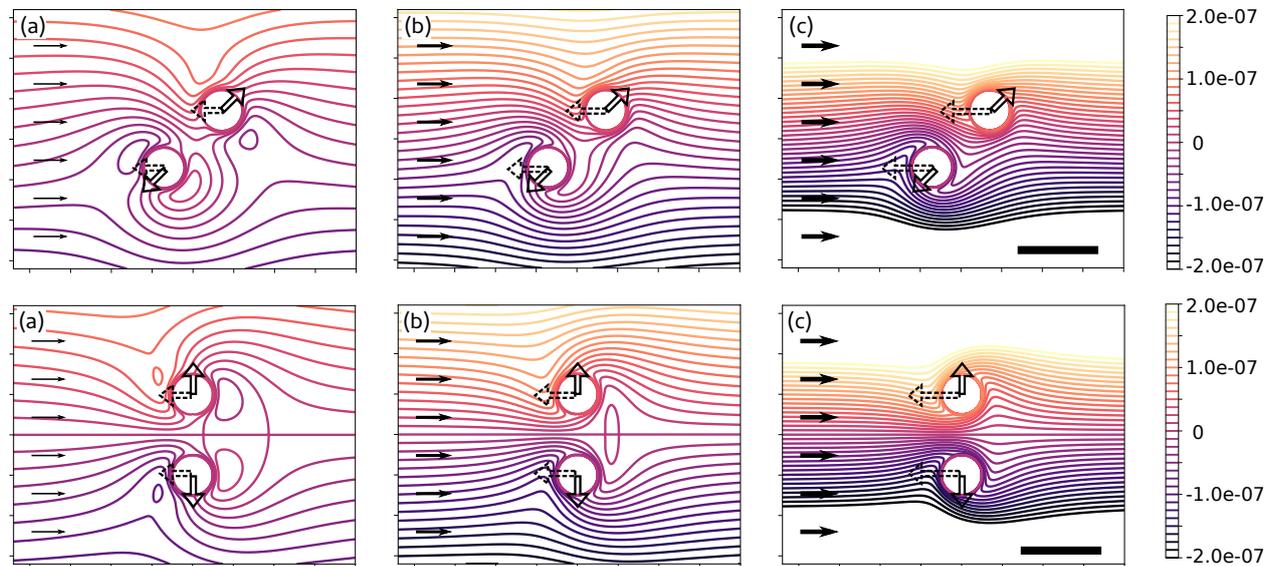


FIGURE 4.17 – Écoulements simulés pour un couple de bulles dont l'orientation n'est pas colinéaire avec la direction du flux incident. Le flux extérieur vient de la gauche, et les vitesses utilisées sont les mêmes que pour les figures 4.13 et 4.14 soit : (a) $U_\infty/U_{\text{streaming}} = 0.0874$, (b) $U_\infty/U_{\text{streaming}} = 0.186$, (c) $U_\infty/U_{\text{streaming}} = 0.364$. La barre d'échelle vaut $100\ \mu\text{m}$. Issue de [Combriat et al., 2018].

Et si les bulles ne sont pas dans l'axe du flux incident ?

On s'intéresse donc à un couple de bulles, soumises à une excitation acoustique, dont l'axe n'est pas colinéaire avec le flux incident. Une infinité d'angles et de distances sont accessibles, cependant pour nous éviter une fastidieuse étude de cette infinité, nous nous concentrerons sur quelques cas particuliers : que se passe-t-il lorsque l'axe des bulles par rapport au flux incident est tourné de 45 et 90 degrés ?

On trouvera en 4.17 des simulations de flux générés par le streaming de deux bulles, sous un flux extérieur. Pour que ces résultats puissent être comparés à ceux présentés en 4.14, les tailles et distances entre les bulles sont identiques, tout comme le paramètre $U_\infty/U_{\text{streaming}}$.

On observe sur cette figure que la forme et le nombre de zones d'exclusion varient fortement avec la géométrie de bulles utilisée. En effet, on observe la présence d'au moins trois zones d'exclusion à faible flux pour le cas à 45 degrés (Fig. 4.17 haut), dont la plus grande se situe légèrement en aval de la bulle faisant face au flux extérieur. Au fur et à mesure que le flux extérieur augmente, ces zones diminuent progressivement en taille jusqu'à s'évanouir complètement lorsque le flux extérieur est du même ordre de grandeur que le streaming.

Dans le cas où l'axe des bulles est perpendiculaire à l'axe de l'écoulement extérieur, on observe, en sus de deux petites zones d'exclusion situées en amont des bulles, une grande zone d'exclusion en aval des deux bulles. Contrairement au cas où les bulles étaient dans le même axe que le flux extérieur, cette zone n'englobe aucune bulle. De la même manière,

on remarque encore une fois que la taille de cette zone diminue avec l'augmentation du flux extérieur.

Une étude quantitative de ces différentes zones d'exclusion n'a pas été réalisée, cependant ces résultats montrent qu'il est possible de *façonner* des zones d'exclusion en nombre et en formes différentes suivant l'application souhaitée. Ceci est d'autant plus vrai que nous nous sommes permis ici de seulement changer l'angle entre l'axe reliant les bulles et le flux extérieur. Nous allons par la suite explorer quelques systèmes ayant un plus grand nombre de bulles.

4.4.2 Écoulement total créé par une assemblée de bulles sous écoulement extérieur

Cas simple où les bulles sous équivalentes par symétrie

Afin d'étudier l'écoulement total généré par plus de deux bulles, sous un flux, on peut se servir de la théorie exposée en 4.4.1 afin de prendre en compte l'écoulement extérieur, tout en calculant l'écoulement de streaming généré par l'ensemble de bulles à l'aide des expressions de la section 4.3.2. Lorsque les bulles sont équivalentes comme cela est le cas pour la figure 4.18 on peut se contenter d'utiliser $U_{\text{streaming}}$ qui est le même pour chacune des bulles de fait de leur équivalence. On voit que dans le cas de trois bulles, la comparaison de la théorie avec l'expérience est très satisfaisante. Comme cela était le cas auparavant, cette expérience est réalisée avec les mêmes bulles, à la même fréquence et avec la même amplitude acoustique. Il nous est donc possible de rendre compte des deux cas présentés à la figure 4.18, pour lesquels seule la vitesse du flux extérieur a changé, à l'aide du même et seul paramètre $U_{\text{streaming}}$.

Cas où les bulles ne sont pas équivalentes : le pinball microfluidique

Si l'on cherche à simuler un ensemble de bulles qui ne sont pas équivalentes, comme cela était déjà le cas pour la figure 4.12 droite, il est nécessaire cette fois-ci de calculer préalablement les amplitudes de vibrations de chacune des bulles, paramètres nécessaires pour le calcul du streaming qui peuvent être calculés à partir des expressions dérivées dans la partie 4.1.3. Encore une fois, nous ne disposons que d'un paramètre libre⁸ P_{ac} . En jouant sur ce paramètre, on peut rendre compte d'expériences complexes, pour lesquelles un grand nombre de bulles de tailles diverses sont présentes, comme cela est par exemple présenté à la figure 4.19. L'expérience présentée dans cette figure a été réalisée par Flore Mekki-Berrada

8. ce n'est toutefois pas le même que pour le cas précédent

4.4. Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

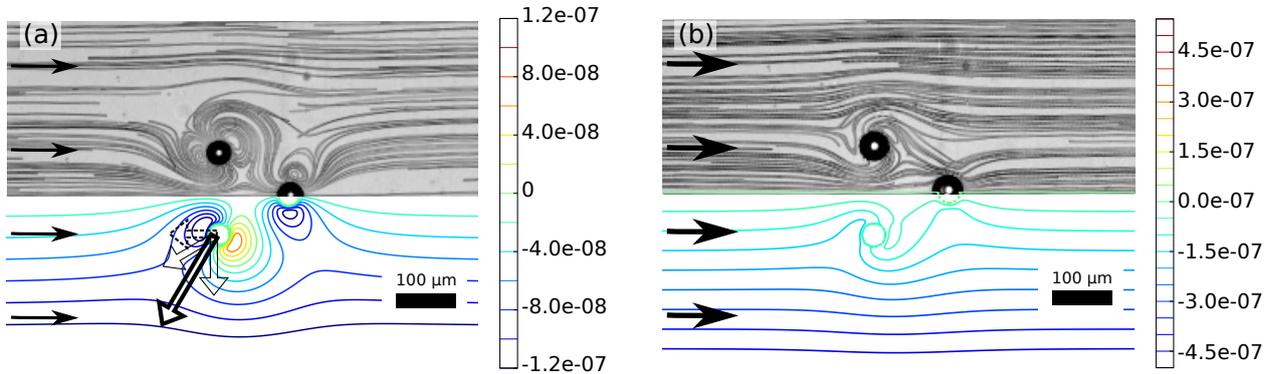


FIGURE 4.18 – Modification de l'écoulement de streaming généré par trois bulles sous la présence d'un flux extérieur et comparaison entre expérience (en haut) et la théorie présentée ici (en bas). Le flux extérieur arrive de la gauche avec les vitesses : (a) $U_\infty = 0.295$ mm/s et (b) $U_\infty = 1.474$ mm/s. Les bulles sont supposées identiques en tailles, les lignes de courant théoriques ont donc été tracées en ajustant le paramètre $U_{\text{streaming}} = 8.14$ mm/s qui est le même pour toutes les bulles du fait de la symétrie du système. La fréquence d'excitation est de 89 kHz. Tiré de [Combriat et al., 2018].

sur le même système expérimental que les autres expériences présentées dans cette partie. On observe, dans ce cas, un bon accord qualitatif avec l'expérience, les lignes de courant étant dans l'ensemble bien reproduites par le modèle. On remarque toutefois, que cela n'est pas aussi proche de la réalité que les simulations que l'on avait présentées jusqu'alors, en particulier vers le centre du réseau. Ceci est dû au fait que notre hypothèse d'additivité des fonctions courant n'est pas tout à fait vérifiée. Au fur et à mesure que le nombre de bulles prises en compte croît, et donc que l'on somme des fonctions courant, cette hypothèse devient fautive et la simulation s'écarte de la réalité. On peut d'ailleurs remarquer que sur cette simulation, bien que la condition de non-pénétration à la surface des bulles ait été imposée, certaines lignes de courant semblent rentrer dans l'interface, au lieu de contourner les bulles, ce qui montre une insuffisance du modèle.

De plus, ces simulations ne prennent pas en compte l'influence des murs latéraux⁹. Il a été montré par Rabaud *et al.* [Rabaud et al., 2011] que, en réfléchissant les ondes de Rayleigh, ces murs génèrent des *bulles images*, symétriques des bulles situées dans le canal. Pour améliorer cette simulation, une solution serait peut-être de rajouter les bulles images des bulles les plus proches des parois.

9. situés en haut et en bas de cette expérience

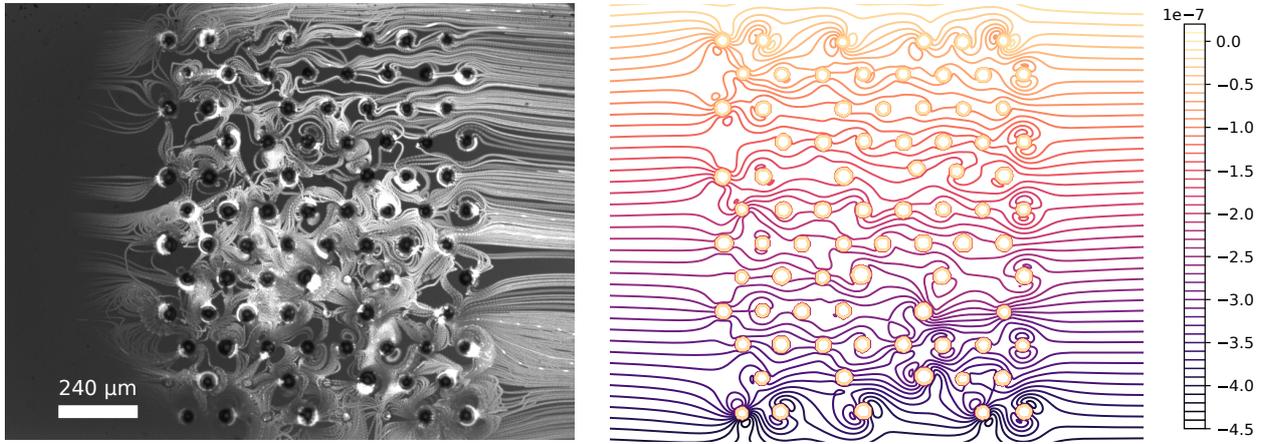


FIGURE 4.19 – Grand nombre de bulles (59) générant des écoulements de streaming en présence d'un flux extérieur venant de la gauche avec la vitesse $U_\infty = 304 \mu\text{m/s}$. À gauche, image expérimentale de Flore Mekki-Berrada, réalisée avec des traceurs fluorescents. À droite, lignes de courant générées à partir du modèle présenté ici. L'échelle de couleur représente les iso-valeurs de la fonction courant, en m^2s^{-1} . Les bulles étant de tailles variables, et l'organisation n'étant pas régulière, le même paramètre $U_{\text{streaming}}$ ne peut-être utilisé globalement. Aussi, pour chaque est calculée son mode de pulsation et ses différents modes de translation à l'aide de la théorie exposée en 4.1.3. Ainsi, le seul paramètre libre pour cette simulation est la pression acoustique P_{ac} appliquée. Issue de [Combriat et al., 2018].

De l'importance des défauts

Le réseau triangulaire de pièges capillaires disposé dans ce canal n'est pas complètement rempli de bulles, induisant des défauts dans le réseau de bulles qui est étudié ici. On remarque que les écoulements de streaming sont plus importants au voisinage de ces défauts. Ceci est cohérent avec ce que l'on avait déjà observé à la figure 4.6 qui présentait, pour des géométries simples, le calcul des modes de pulsation et de translation d'un ensemble de bulles. Il en était sorti que

- le mode de pulsation (mode 0) est d'autant plus fort que la bulle considérée est entourée de grand nombre de voisines,
- le mode de translation (mode 1) est d'autant plus fort que la bulle considérée est proche d'un bord du réseau.

On comprend donc ici que les défauts vont avoir tendance à briser la symétrie du système et donc à favoriser l'apparition de modes de translation pour les bulles. Si le réseau était beaucoup plus régulier ici, on aurait, pour les bulles au centre du réseau un écoulement beaucoup plus faible et similaire à celui présent autour de la bulle centrale de la figure 4.12.

4.4. Influence d'un flux extérieur sur le streaming : les zones d'exclusion

Pour avoir un streaming fort, il faut que les bulles soient au bord.
--

Au fur et à mesure de cette étude, on a vu qu'il était possible de comprendre, et de prédire les écoulements redressés générés par un ensemble de bulles microfluidiques sous excitation ultrasonore. Nous avons remarqué que ces écoulements peuvent atteindre des vitesses remarquables, au vu de la taille des objets qui les génèrent.

Et le mélange en microfluidique ?

On a montré que la régularité et la bi-dimensionnalité des écoulements que l'on a étudiés ici peuvent s'avérer utiles en microfluidique afin d'isoler une partie du fluide du reste de l'écoulement. On remarquera également que, malgré les forts cisaillements qui peuvent être présents dans nos écoulements, ceux-ci ne sont pas des bons mélangeurs. En effet, le fait que ce système génère un écoulement stationnaire, et avec somme toute assez peu de zones où le cisaillement est très fort¹⁰, ne permet pas un mélange efficace en microfluidique. Wang *et al.* [Wang et al., 2013] ont résolu ce problème pour un système similaire en modulant la puissance des ondes ultrasonores. Ce faisant, l'écoulement généré n'est plus stationnaire et ils ont montré que dans ce cas on pouvait fabriquer de bons mélangeurs avec des bulles, ce qui indique qu'une stratégie similaire pourrait fonctionner avec le système présenté ici.

Une autre approche pourrait être d'utiliser la non-stationnarité des modes supérieurs que l'on peut exciter sur une bulle. Mekki-Berrada *et al.* [Mekki-Berrada et al., 2016b] ont en effet montré que ces modes, dont on a brièvement parlé en 4.1.1 et qui apparaissent lorsque la pression acoustique est suffisamment forte, ne sont pas stationnaires dans le temps : les nœuds de vibration de ces modes tournent. Ces modes produisent également un écoulement de streaming, à courte portée, qui va donc lui aussi ne pas être stationnaire, ce qui peut indiquer de bonnes capacités de mélange. La figure 4.20 montre un résultat préliminaire de mélange réalisé avec des bulles excitées suffisamment fort pour que des modes de surface apparaissent.

On voit sur cette figure que des bulles excitées suffisamment fortement peuvent effectivement aider à mélanger plusieurs fluides en microfluidique. Toutefois, à cause des pressions acoustiques nécessaires, il est difficile de conserver un arrangement de bulles reproductible : la force de Bjerknes secondaire va avoir tendance à chasser les bulles de leurs pièges capillaires.

10. mis à part à la proximité immédiate des bulles

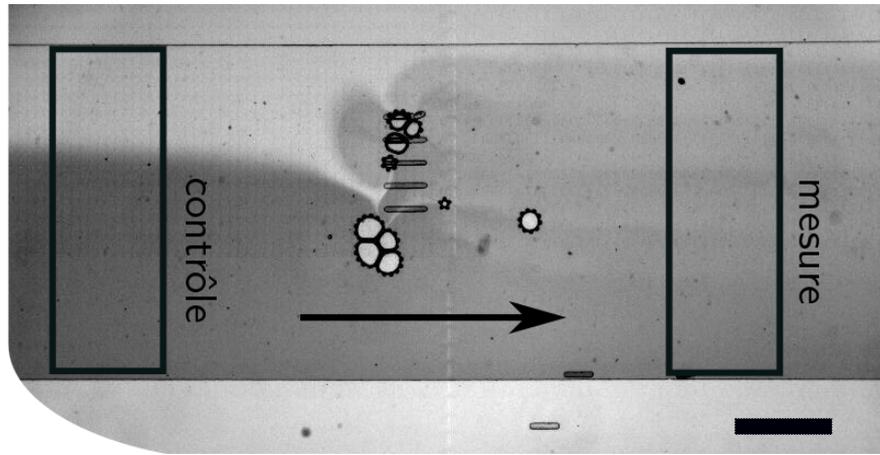


FIGURE 4.20 – Exemple de mixer microfluidique réalisé avec le système présenté ici. Deux liquides identiques, dont un coloré à l'erioglaucine arrivent par la gauche du canal et l'on tente de les mélanger grâce aux bulles présentes. L'excitation acoustique était telle, que les bulles sont sorties de leurs pièges capillaires de forme allongée, visibles au centre de l'image. Barre d'échelle : 500 μm .

4.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que les bulles microfluidiques, du fait de leur réponse importante aux ondes acoustiques, vont être capables de générer des écoulements de streaming importants. L'interaction des bulles entre elles, véhiculée par des ondes à la surface entre le liquide et l'élastomère va induire sur les bulles un mode de translation. La combinaison de ce mode avec le mode de pulsation génère des écoulements forts et longue distance qui sont bien expliqués par la théorie.

De tels écoulements ont déjà trouvé des applications en microfluidique, en partant du mélange [Ahmed et al., 2009b] jusqu'à la manipulation de particules [Wang et al., 2011, Wang et al., 2012], en passant par la génération de gradients d'espèces chimiques [Ahmed et al., 2013]. Nous avons ainsi montré que notre système permet d'isoler une partie du fluide ou des particules de l'écoulement extérieur. La taille et la forme de cette *zone d'exclusion* peuvent être prédits théoriquement, donnant un outil supplémentaire pour la manipulation de fluides en microfluidique.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Acoustique des milieux bulleux

Nous avons vu qu'en utilisant la microfluidique il était possible de créer un métamatériau acoustique composé de bulles bi-dimensionnelles. Les bulles qui composent ce matériau sont des résonateurs sub-longueur d'onde, ce qui leur permet d'interagir avec des ondes acoustiques arrivant perpendiculairement au plan de bulles et dont la longueur d'onde est bien plus importante que leur propre taille.

Cette interaction se traduit entre autres par une baisse de la transmission acoustique dans la zone de fréquence située immédiatement au-delà de la fréquence de résonance des bulles individuelles. Cette fréquence peut être calculée à l'aide d'une relation de Minnaert modifiée. Nous avons montré que la fréquence à laquelle une baisse de transmission est observée, ainsi que l'amplitude de cette diminution, sont des paramètres décorrélés : la première ne dépend que de la taille moyenne des bulles présentes dans le système tandis que la seconde dépend uniquement de la fraction de surface couverte par les bulles.

Cette démonstration préliminaire souffre de problèmes de jeunesse, notamment la taille insuffisante de la surface active du méta-matériau. Cependant elle pourrait ouvrir un nouveau pan dans le domaine du *contrôle acoustique*¹. En effet, les assemblées de bulles constituent un matériau dont la réponse acoustique peut être ajustée et modifiée. Si l'on se permet de transcrire cette propriété dans le domaine sonore, cela signifie par exemple qu'il serait possible de limiter la propagation d'une onde sonore à travers un mur de manière adaptative, et donc de réaliser de l'isolation acoustique à la demande, ou encore de modifier son contenu

1. On parle de contrôle acoustique lorsque l'on cherche à modifier la propagation, la transmission ou l'absorption d'une onde acoustique.

fréquentiel à l'instar des filtres électroniques pour une onde électrique. Le caractère sub-longueur d'onde des bulles serait ici d'une grande utilité puisque les sons graves pourraient être atténués à l'aide d'une épaisseur réduite d'isolant. Pour cela il faudrait bien sûr adapter la taille des bulles pour que leur fréquence de résonance se situe dans la gamme audible. Si l'on considère la bande passante de l'oreille humaine, généralement située entre 20 Hz et 20 kHz, le rayon des bulles devrait varier de 7 cm à 75 μm afin de couvrir cette bande passante. Une telle latitude peut cependant être difficile à atteindre expérimentalement. Pour contourner cette difficulté on pourrait imaginer une agrégation d'un ensemble de ces matériaux optimisés pour des tailles de bulles, et donc des fréquences de coupure différentes. Il serait ainsi possible de limiter la transmission acoustique sur de larges bandes de fréquences.

Une autre limitation pour une telle application serait l'adaptation d'impédance acoustique entre le milieu contenant les bulles, nécessairement liquide, et le milieu où se propage l'onde sonore que l'on souhaite modifier, généralement aérien. Ces deux milieux ayant des impédances acoustiques très différentes, une adaptation sera nécessaire afin que l'onde sonore pénètre le milieu bulleux.

Cette étude montre que les bulles sont de bonnes candidates pour réaliser des métamatériaux acoustiques adaptatifs grâce à la mécanique des fluides. Ce matériau ouvre donc une nouvelle porte au domaine initié par Brunet *et al.* [Brunet et al., 2013] du contrôle acoustique ajustable à l'aide de métamatériaux.

Les zones d'exclusion

Nous avons également vu que la vibration des bulles, associée à un couplage présent entre les bulles, peut mettre en mouvement le fluide environnant par le mécanisme de streaming de modes mixtes. Les vitesses atteintes par ces écoulements sont importantes lorsqu'on les compare à la taille du système qui les génère. Lorsque ces écoulements interagissent avec un flux extérieur des zones d'exclusion peuvent apparaître dans le canal microfluidique. La taille et la forme de ces zones peuvent être prédites pour un arrangement arbitraire de bulles, ce qui, associé avec des micro-puits afin de piéger des bulles, permet de façonner ces zones pour un besoin particulier.

De telles zones pourraient être d'une grande utilité en microfluidique afin de piéger des volumes connus d'un fluide puis les relâcher dans un autre, permettant par exemple de contrôler précisément la stœchiométrie d'une réaction chimique réalisée en microfluidique. Cette technique fonctionnant également pour des particules, il pourrait être tentant de l'utiliser afin de piéger des cellules uniques, cependant il a été montré que les forts taux de cisaillement de ce type d'écoulement pouvaient provoquer leur destruction [Marmottant and Hilgenfeldt, 2003]. Cet effet peut être profitable afin de pouvoir extraire et conserver le contenu d'une

Chapitre 5. Conclusion et perspectives

cellule dans une région du canal microfluidique, contenu qui peut ensuite être analysé par d'autres méthodes.

Cette méthode ajoute la possibilité de piéger de manière contrôlée et temporaire un volume de fluide, ou un ensemble de particules, aux différents outils microfluidiques déjà développés. Cela pourrait être d'une grande utilité afin de fabriquer à l'avenir des dispositifs d'analyse chimique ou biologique complets en microfluidique.

En somme, que cela soit en acoustique ou en mécanique des fluides, il semble que les bulles ont encore un bel avenir devant elles. . .

Chapitre 6

Annexes

Sommaire

6.1	Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST	82
6.1.1	De l'intérêt d'un logiciel de tracking performant	82
6.1.2	Principes	83
6.1.3	Mise en œuvre	83
6.1.4	Post traitement	86
6.2	Annexe 2 : Fréquences et modes de résonance de trois bulles couplées . .	88
6.2.1	Système considéré	88
6.2.2	Pulsations propres	88
6.2.3	Modes propres	89

6.1 Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST

6.1.1 De l'intérêt d'un logiciel de tracking performant

La récente progression des systèmes d'acquisition d'images, comme les caméras rapides par exemple, a profondément changé la manière de faire de l'analyse d'images en science. En effet, les caméras rapides permettent maintenant de visualiser de manière directe des phénomènes très rapides, ouvrant le champ à des analyses différentes, par exemple le suivi de particules, généralement appelé *tracking*.



En effet, contrairement à la vélocimétrie par images de particules¹ qui consiste à corrélérer des portions d'une image d'un film à des portions de l'image suivante afin de reconstituer le flux sous-jacent, le suivi de particules² consiste à être capable de suivre chaque particule indépendamment tout au long de son mouvement. Cela permet de remonter au point de vue lagrangien de l'écoulement, et donc de mesurer des flux, ou encore de connaître le devenir d'une particule dans un écoulement.

Une condition généralement nécessaire afin de pouvoir réaliser de la PTV sur un film est que la distance parcourue par une particule entre deux images soit inférieure à la distance moyenne entre deux particules. Ainsi, une particule présente sur l'image N peut-être attribuée sans ambiguïté à une particule de l'image $N - 1$. Pour une concentration de particules donnée, l'augmentation de la fréquence d'acquisition du film aura pour effet de réduire la distance parcourue par une particule entre deux images, sans que la distance inter-particules soit impactée. L'usage de la caméra rapide permet donc d'effectuer du suivi de particule avec de fortes densités de traceurs, situation pour laquelle la PIV était auparavant obligatoire.

Cependant, l'usage de ce type de matériel, couplé à la tendance au surcadencage qu'il permet, pose d'autres problèmes. En effet, les films de caméras rapides, cadencés à plusieurs milliers d'images par seconde représentent une quantité de données considérable, qu'il faut ensuite être capable d'analyser et de traiter sur une machine informatique de taille raisonnable.

C'est pourquoi, au début de cette thèse, le besoin s'est fait sentir d'avoir un logiciel de suivi à la fois rapide, afin d'éviter que les temps de traitement ne soient excessivement longs,

1. généralement appelé PIV pour Particle Image Velocimetry en anglais

2. généralement appelé PTV pour Particle Tracking Velocimetry en anglais

6.1. Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST

mais également avec une faible consommation de mémoire vive afin que les traitements les plus lourds puissent être effectués sur une machine modeste.

6.1.2 Principes

L'idée de départ, afin de créer un programme plus rapide que les solutions déjà existantes, était d'utiliser un langage rapide, c'est pourquoi, le langage C++ semblait tout à fait approprié : le langage en lui-même est très rapide, il dispose d'OpenCV, une bibliothèque d'analyse d'images particulièrement performante et pouvant si besoin être exécutée sur carte graphique, et permet un contrôle manuel de la libération de mémoire.

Le but du programme Fast n'est donc pas de mettre principalement en place des algorithmes complexes mais plutôt de mettre en place des algorithmes efficaces afin d'être capables de traiter de gros volumes de données. Nous allons maintenant présenter brièvement ces algorithmes, leur avantages et leurs limitations.

6.1.3 Mise en œuvre

Détection

La première étape de traitement d'un film sur lequel on souhaite réaliser du tracking est la détection des particules que l'on souhaite suivre. Afin de ne faire apparaître que les objets qui bougent, et afin de s'affranchir d'une illumination non uniforme, on commence par calculer le « fond », qui sera ensuite soustrait à toutes les images. Ici, ce fond est pris comme étant la moyenne de toutes les images du film. Cette technique permet de faire disparaître les imperfections du film, et les particules qui ne bougent pas. Cependant cette technique n'est pas efficace si les particules bougent très peu en comparaison de leur propre taille. Dans ce cas, seul le contour risque d'être détecté. Pour éviter cet artefact, il est également possible de ne pas choisir de fond et l'algorithme cherchera à suivre tout ce qui ressemble à une particule. Un filtre afin d'éliminer les particules ou les parasites qui ne bougent pas devra alors être fait en post-traitement. Un autre biais peut être introduit si le fond lui-même n'est pas stable, par exemple si la caméra a bougé. Une fois cette étape réalisée, il faut maintenant être capable de détecter les particules qui ont été mises à la lumière du jour par ce premier traitement.

Une technique habituellement utilisée lorsque l'on souhaite détecter des particules dont la forme projetée est circulaire, ce qui est le cas des traceurs utilisés lors de cette thèse, est celle du filtre LoG (pour Laplacian of Gaussian). La première étape de ce filtre est de

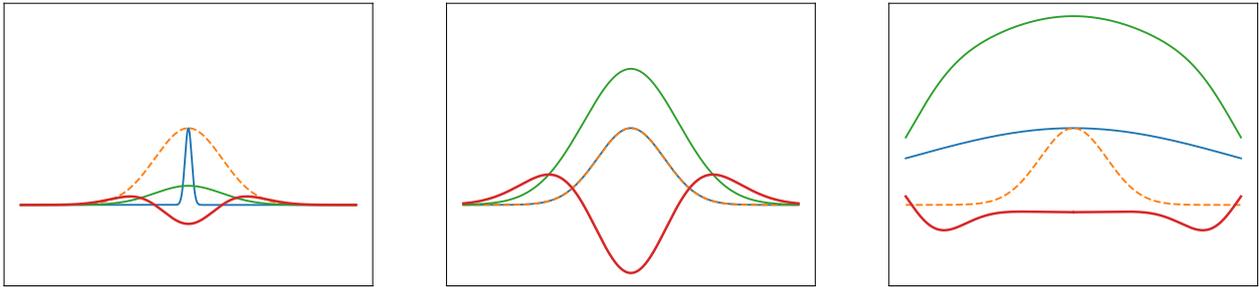


FIGURE 6.1 – Exemple à une dimension de sélectivité de l’algorithme LOG appliqué à une particule gaussienne : le profil à une dimension de particules de différentes tailles est tracée en bleu. Le résultat de la convolution du profil de cette particule avec un profil lui aussi gaussien (tracé en orange pointillé) dont on fait varier l’écart type est tracé en vert. Enfin, le résultat de l’application de l’opérateur laplacien (ou dérivée seconde en une dimension) est tracé en rouge. Les trois graphiques partagent la même échelle verticale, en revanche les courbes bleue et orange ne sont pas sur la même échelle que les autres. On voit que le filtre LOG donne un résultat fortement négatif uniquement dans le cas où la taille de la gaussienne est choisie comparable à la taille de la particule considérée, ce qui rend ce filtre sélectif à une taille de particule.

convoluer l’image avec un kernel gaussien de taille t :

$$g(x, y, t) = \frac{1}{2\pi t} e^{-\frac{x^2+y^2}{2t}} \quad (6.1)$$

L’effet de cette convolution sera différent suivant la taille des objets considérés :

- les objets plus petits que la taille du kernel seront floutés et disparaîtront de l’image. Ce sera en particulier le cas du bruit de la caméra, si tant est que le kernel n’est pas choisi trop petit (voir Fig. 6.1 gauche),
- les objets de l’ordre de taille du kernel seront lissés selon une forme gaussienne (voir Fig. 6.1 centre),
- les objets plus grands que la taille du kernel verront leurs bords lissés selon un profil gaussien tandis que leur centre sera homogénéisé à une valeur à peu près constante (voir Fig. 6.1 gauche).

On applique ensuite l’opérateur laplacien ∇^2 à l’image. Comme on peut le voir sur la Fig. 6.1 la combinaison de ces deux opérateurs donne une réponse positive/négative³ forte pour une particule de taille initiale $\sqrt{2t}$. Un seuil est ensuite appliqué afin de ne sélectionner que les zones où la réponse au filtre LoG a été fortement positive/négative : si la taille du kernel gaussien a été correctement choisi, ces zones correspondent aux particules que

3. le signe de la réponse est uniquement fonction de la clarté des particules par rapport au fond : particules claires sur fond sombre ou particules sombre sur fond clair

6.1. Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST

l'on recherche. Nous avons à présent la liste de toutes les particules présentes à toutes les images du film, il reste maintenant à les lier, c'est-à-dire trouver à l'image $N + 1$ la particule correspond à une particule donnée à l'image N , afin de recréer « l'histoire » de la particule au fil des images successives.

Liens

Une stratégie naïve, mais néanmoins efficace dans beaucoup de cas, est celle du plus proche voisin, avec priorité donnée aux traces par rapport aux nouvelles particules :

- on commence par considérer les particules présentes à l'image N et ayant été liée à une particule à l'image $N - 1$: cette particule sera liée à la particule présente à l'image $N + 1$ qui sera la plus proche, si tant est :
 - que cette dernière n'ai pas déjà été liée à une autre particule
 - que la distance qui les sépare n'est pas supérieure à une valeur limite.
- on considère ensuite les particules esseulées de l'image N , c'est-à-dire qui ne sont pas reliées à une particule de l'image $N - 1$: ces particules seront reliées à la plus proche particule de l'image $N + 1$ qui n'a pas été prise par la passe précédente.

Cette stratégie qui consiste à commencer par les particules ayant un lien avec l'image précédente se justifie par le fait qu'une particule n'ayant pas été reliée à l'image précédente a plus de chance d'être une particule qui vient d'apparaître, ou un artefact, qu'une particule qui a déjà été liée. En outre, cet algorithme va maximiser la longueur du suivi⁴ et donc fournir des traces longues plutôt que beaucoup de traces courtes. Cette stratégie de plus proche voisin est très efficace pour des particules bougeant peu par rapport à la distance moyenne entre particules, et pour des particules ayant un mouvement aléatoire, par exemple les particules browniennes. Cependant, cette stratégie peut être raffinée si les particules ont un mouvement qui n'est pas aléatoire, comme c'est le cas pour des traceurs dans un flux laminaire. On peut dans ce cas se servir d'un algorithme prédictif.

L'idée est de se servir du fait que si l'on connaît la position d'une particule aux images $N - 1$ et N , et que la trajectoire est à peu près balistique, alors on peut extrapoler linéairement la position de la particule à l'image $N + 1$:

$$r_{N+1} \approx r_N + \delta r = r_N + r_N - r_{N-1} = 2r_N - r_{N-1} \quad (6.2)$$

4. i.e. le nombre d'images pendant lequel une particule a été suivie

où r_N désigne le vecteur position de la particule considérée à l'image N . Cette stratégie revient à induire un biais par rapport à l'algorithme du plus proche voisin suggérant que les particules ont, sur les temps courts, des trajectoires à peu près rectilignes. Ceci sera très bénéfique pour le suivi de particules ayant effectivement une trajectoire balistique aux temps courts car cela permettra de lever l'indécision si, par exemple, deux particules se sont croisées.

6.1.4 Post traitement

Afin d'être suffisamment versatile pour plusieurs types d'applications, le but de ce programme est uniquement de suivre des particules ou des objets de manière efficace. Tout traitement nécessaire pour obtenir les données d'intérêt, par exemple le tracé de champs de vitesse, doit être fait en post-traitement. Ceci ne pose pas de problème quant à la rapidité globale du traitement : en effet pour ce type d'analyse, le temps limitant est généralement celui du suivi de particules. En outre, le logiciel de post-traitement devra faire face à des données beaucoup plus légères que le logiciel de suivi. Dans la suite il sera présenté quelques traitements réalisés sur des données générées par suivi de particules, sans détails sur les aspects techniques de programmation, mais plutôt afin d'exposer les types de traitements que l'on peut appliquer sur du suivi de particules. La plupart de ces traitements sont codés en Python.

Champs de vitesse, de divergence et de rotationnel

Une manière agréable et quantitative d'afficher les données issues d'un suivi de particules où le flot est statique est de tracer des champs de vitesse. Pour ce faire, la zone d'intérêt est divisée en sur-pixels, généralement plus grands que les pixels de la vidéo initiale, et l'on calcule pour chacun d'eux la moyenne des vitesses de toutes les particules présentes dans celui-ci. La taille de ces sur-pixels est choisie suffisamment grande afin qu'une statistique suffisante soit présente, c'est-à-dire que l'on ait suffisamment de particules qui soient passées à l'intérieur de ce sur-pixel, mais suffisamment petite devant les tailles caractéristiques du flot étudié. Avoir une statistique conséquente est absolument nécessaire afin de pouvoir effectuer ensuite des traitements plus avancés. En effet, les calculs de vitesses sont effectués par différentiation de la variable observée qui est la position. Cette variable étant entachée d'un bruit, en particulier du fait de la pixellisation de l'image initiale, qui aura un impact très fort sur la différentiation.

Cependant, suivant l'expérience qu'il est nécessaires de traiter, satisfaire cette statistique pour tous les nouveaux pixels n'est pas toujours possible, soit parce que la densité initiale

6.1. Annexe 1 : Le logiciel de tracking FAST

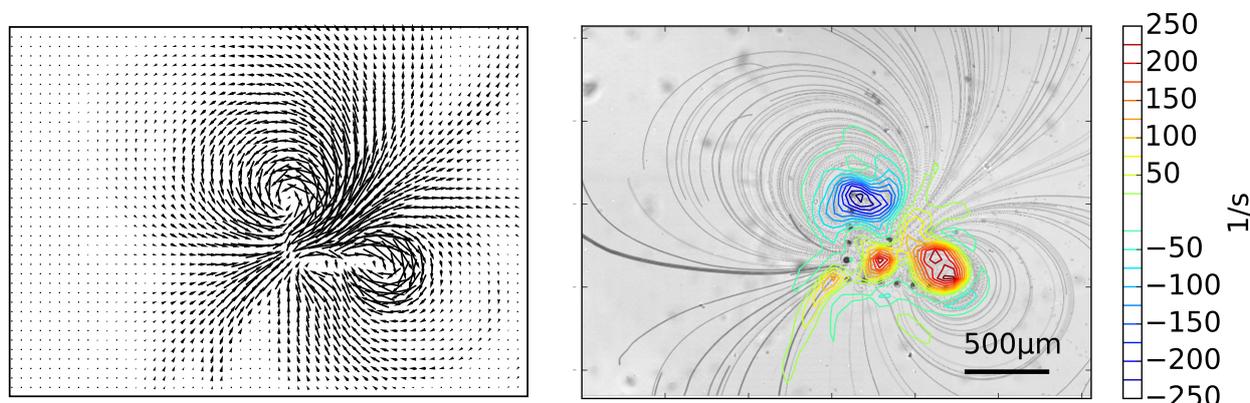


FIGURE 6.2 – Exemple de résultats de suivi de particules effectué avec FAST. Gauche : champs de vitesse, calculé sur des fenêtres de dix pixels de côté. Droite : isovaleur du rotationnel de ce même champs, superposé avec l’image expérimentale des lignes de courant. Issu de [Bertin et al., 2017]

de traceurs n’est pas uniforme, soit parce que certaines parties du flux concentrent plus de traceurs que d’autres. La ruse consiste alors à interpoler les zones manquantes, si tant est que celles-ci soient suffisamment proches de zones où la statistique est suffisante. Ceci sera en particulier nécessaire si l’on s’intéresse à des quantités issues de différentiation par rapport à l’espace, comme le rotationnel ou la divergence. On a intérêt, pour ce genre de cas, à utiliser des pixels de calcul assez petits, quitte à en interpoler une partie significative.

La différentiation étant très sensible au bruit, et la différentiation par rapport à l’espace ne faisant pas exception, il est généralement nécessaire de lisser les données par rapport aux variables d’espace. Ceci peut être effectué après l’interpolation si celle-ci est nécessaire, en appliquant un flou gaussien sur chacun des deux champs de vitesses (x et y). Même si le kernel de ce flou gaussien est choisi petit, afin de ne pas trop impacter les détails des champs de vitesse, cela aura pour effet de les rendre plus continus, et donc de rendre la différentiation possible.

On peut voir un exemple de suivi de particules, avec calcul du champ de vitesse en Fig. 6.2. Pour cet exemple, aucune interpolation n’a eu besoin d’être effectuée, mais un filtre gaussien a été appliqué afin de pouvoir accéder au rotationnel.

6.2 Annexe 2 : Fréquences et modes de résonance de trois bulles couplées

6.2.1 Système considéré

On considère trois bulles sphériques, identiques, de rayon R_0 au repos, disposées sur un triangle équilatéral de côté d . La fréquence de résonance d'une bulle seule (Minnaert) est notée ω_0 . On note $R_i(t)$ le rayon de la bulle i , que l'on peut écrire sous la forme :

$$R_i(t) = R_0 + x_i(t) \quad (6.3)$$

Ces bulles sont soumises à un champ de pression extérieur P_a , supposé uniforme entre les bulles, et plongées dans un liquide de masse volumique ρ . On cherche à trouver les fréquences de résonance de ce système, ainsi que les modes propres de vibrations de ces bulles.

En adaptant l'équation différentielle régissant la pulsation d'une bulle (équation 3.6 afin de prendre en compte la pression émise par les autres bulles, on peut écrire le système d'équations régissant leur vibration de la manière suivante :

$$\ddot{x}_i + \omega_0^2 x_i = -\frac{P_a}{\rho R_0} e^{i\omega t} - \sum_{n \neq i} R_0 \frac{\ddot{x}_n}{d} \quad (6.4)$$

avec $i \in [1, 3]$.

6.2.2 Pulsations propres

En considérant le cas homogène, suffisant pour trouver les modes propres, le système 6.4 se simplifie en :

$$\ddot{x}_i + \omega_0^2 x_i = - \sum_{n \neq i} R_0 \frac{\ddot{x}_n}{d} \quad (6.5)$$

En passant dans l'espace de Fourier on a donc :

$$-\omega^2 \tilde{x}_i = -\omega_0^2 \tilde{x}_i + \frac{\omega^2}{d} R_0 \sum_{n \neq i} \tilde{x}_n \quad (6.6)$$

où \tilde{x} dénote la transformée de Fourier de x .

6.2. Annexe 2 : Fréquences et modes de résonance de trois bulles couplées

Ce système peut se mettre sous la forme matricielle $AX = 0$ avec :

$$X = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

$$A = \begin{pmatrix} \omega^2 - \omega_0^2 & \frac{\omega^2 R_0}{d} & \frac{\omega^2 R_0}{d} \\ \frac{\omega^2 R_0}{d} & \omega^2 - \omega_0^2 & \frac{\omega^2 R_0}{d} \\ \frac{\omega^2 R_0}{d} & \frac{\omega^2 R_0}{d} & \omega^2 - \omega_0^2 \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Le déterminant D de la matrice A , fonction polynomiale de la variable ω s'écrit :

$$D(\omega) = \frac{2R_0^3\omega^6 + 3R_0^2d\omega^4(\omega_0^2 - \omega^2) + d^3(\omega^6 - \omega_0^6 - 3\omega^4\omega_0^2 + 3\omega^2\omega_0^4)}{d^3} \quad (6.9)$$

Ce polynôme admet quatre solutions :

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega_0 \sqrt{\frac{d}{d+2R}} = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{1+R \sum_{i=0}^1 \frac{1}{d_i}}} = \omega_0 \frac{1}{\sqrt{1+RS}} \\ \omega_2 = \omega_0 \sqrt{\frac{d}{d-R}} \\ \omega_3 = -\omega_0 \sqrt{\frac{d}{d+2R}} \\ \omega_4 = -\omega_0 \sqrt{\frac{d}{d-R}} \end{cases}$$

où S est le terme de couplage introduit à la sous-section 3.3.1. Parmi ces solutions seules les deux premières (ω_1 et ω_2) sont positives donc physiquement acceptables. Les pulsations ω_1 et ω_2 sont les pulsations propres de notre système.

6.2.3 Modes propres

Les valeurs propres de la matrice 6.8 sont :

$$\begin{cases} \frac{-d\omega_0^2 + 2R_0\omega^2 + d\omega^2}{d} & : 1 \\ \frac{d\omega^2 - R\omega^2 - d\omega_0^2}{d} & : 2 \end{cases} \quad (6.10)$$

la première étant une valeur propre simple et la seconde une valeur propre double.

Le vecteur propre de la première est :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

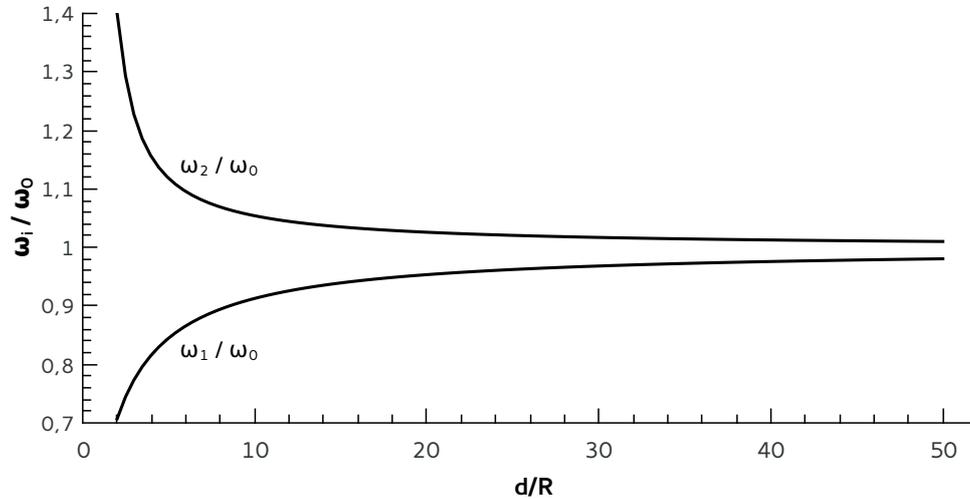


FIGURE 6.3 – Évolution des pulsations propres d'un ensemble de trois bulles avec leur distance.

et les deux vecteurs propres de la seconde sont :

$$\begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

Dans le premier cas on voit que les bulles oscillent toutes en phase. Pour cette situation, la fréquence de résonance de l'ensemble est plus faible que dans le cas de la bulle seule et diminue lorsque les bulles se rapprochent. Pour le second deux bulles oscillent en opposition de phase l'une par rapport à l'autre et la troisième n'oscille pas. Dans ce cas la fréquence de résonance de l'ensemble est plus élevée que dans le cas de la bulle seule et augmente avec le rapprochement des bulles.

Bibliographie

- [SU8, 1999] (1999). Gersteltec SU8 photoresist. <http://www.gersteltec.ch/su-8-Photoresists/>.
- [Bru, 2017] (2017). Brüel & Kjær - Hydrophones Datasheet. <https://www.bksv.com/-/media/literature/Product-Data/bp0317.ashx>.
- [Mar, 2018] (2018). Marlin Firmware. <http://marlinfw.org/>.
- [Ond, 2018a] (2018a). Onda AH-2010 preamplifier. http://www.ondacorp.com/images/brochures/Onda_AH-2010_DataSheet.pdf.
- [Ond, 2018b] (2018b). Onda HNC datasheet. http://www.ondacorp.com/images/brochures/Onda_HNC_DataSheet.pdf.
- [Ahmed et al., 2013] Ahmed, D., Chan, C. Y., Lin, S.-C. S., Muddana, H. S., Nama, N., Benkovic, S. J., and Huang, T. J. (2013). Tunable, pulsatile chemical gradient generation via acoustically driven oscillating bubbles. *Lab on a Chip*, 13(3) :328–331.
- [Ahmed et al., 2009a] Ahmed, D., Mao, X., Juluri, B. K., and Huang, T. J. (2009a). A fast microfluidic mixer based on acoustically driven sidewall-trapped microbubbles. *Microfluidics and Nanofluidics*, 7(5) :727.
- [Ahmed et al., 2009b] Ahmed, D., Mao, X., Shi, J., Juluri, B. K., and Huang, T. J. (2009b). A millisecond micromixer via single-bubble-based acoustic streaming. *Lab on a Chip*, 9(18) :2738–2741.
- [Anna et al., 2003] Anna, S. L., Bontoux, N., and Stone, H. A. (2003). Formation of dispersions using “flow focusing” in microchannels. *Applied Physics Letters*, 82(3) :364–366.
- [Beranek and Sleeper Jr, 1946] Beranek, L. L. and Sleeper Jr, H. P. (1946). The design and construction of anechoic sound chambers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 18(1) :140–150.

- [Bertin et al., 2017] Bertin, N., Spelman, T. A., Combriat, T., Hue, H., Stephan, O., Lauga, E., and Marmottant, P. (2017). Bubble-based acoustic micropropulsors : active surfaces and mixers. *Lab on a Chip*, 17 :1515–1528.
- [Bessot, 1985] Bessot, J.-J. (1985). Dépôts par pulvérisation cathodique. *Techniques de L'ingénieur, Paris, France*, page 4.
- [Bretagne et al., 2011] Bretagne, A., Tourin, A., and Leroy, V. (2011). Enhanced and reduced transmission of acoustic waves with bubble meta-screens. *Applied Physics Letters*, 99(22) :221906.
- [Brunet et al., 2015] Brunet, T., Merlin, A., Mascaro, B., Zimny, K., Leng, J., Poncelet, O., Aristégui, C., and Mondain-Monval, O. (2015). Soft 3d acoustic metamaterial with negative index. *Nature Materials*, 14(4) :384.
- [Brunet et al., 2013] Brunet, T., Zimny, K., Mascaro, B., Sandre, O., Poncelet, O., Aristégui, C., and Mondain-Monval, O. (2013). Tuning mie scattering resonances in soft materials with magnetic fields. *Physical Review Letters*, 111(26) :264301.
- [Combriat et al., 2018] Combriat, T., Mekki-Berrada, F., Thibault, P., and Marmottant, P. (2018). Trapping and exclusion zones in complex streaming patterns around a large assembly of microfluidic bubbles under ultrasound. *Physical Review Fluids*, 3(1) :013602.
- [Dangla et al., 2011] Dangla, R., Lee, S., and Baroud, C. N. (2011). Trapping microfluidic drops in wells of surface energy. *Physical Review Letters*, 107(12) :124501.
- [Doinikov et al., 2016a] Doinikov, A., Combriat, T., Thibault, P., and Marmottant, P. (2016a). Effect of surface waves on the secondary Bjerknes force experienced by bubbles in a microfluidic channel. *Physical Review E*, 94 :023105.
- [Doinikov et al., 2016b] Doinikov, A., Mekki-Berrada, F., Thibault, P., and Marmottant, P. (2016b). Lamb-type waves generated by a cylindrical bubble oscillating between two planar elastic walls. *Proceeding of the Royal Society A*, 472(2188) :20160031.
- [Duffy et al., 1998] Duffy, D., McDonald, J., Schueller, O., and Whitesides, G. (1998). Rapid prototyping of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane). *Analytical Chemistry*, 70(23) :4974–4984.
- [Eckart, 1948] Eckart, C. (1948). Vortices and streams caused by sound waves. *Physical Review*, 73(1) :68.
- [Ganán-Calvo and Gordillo, 2001] Ganán-Calvo, A. M. and Gordillo, J. M. (2001). Perfectly monodisperse microbubbling by capillary flow focusing. *Physical Review Letters*, 87(27) :274501.

BIBLIOGRAPHIE

- [Garstecki et al., 2004] Garstecki, P., Gitlin, I., DiLuzio, W., Whitesides, G. M., Kumacheva, E., and Stone, H. A. (2004). Formation of monodisperse bubbles in a microfluidic flow-focusing device. *Applied Physics Letters*, 85(13) :2649–2651.
- [Leighton, 1994] Leighton, T. (1994). *The Acoustic Bubble*. Academic Press.
- [Leighton and Walton, 1987] Leighton, T. G. and Walton, A. J. (1987). An experimental study of the sound emitted from gas bubbles in a liquid. *European Journal of Physics*, 8(2) :98.
- [Leroy et al., 2015] Leroy, V., Strybulevych, A., Lanoy, M., Lemoult, F., Tourin, A., and Page, J. H. (2015). Superabsorption of acoustic waves with bubble metascreens. *Phys. Rev. B*, 91 :020301.
- [Leroy et al., 2009] Leroy, V., Strybulevych, A., Scanlon, M. G., and Page, J. H. (2009). Transmission of ultrasound through a single layer of bubbles. *The European Physical Journal E*, 29(1) :123–130.
- [Lighthill, 1978] Lighthill, J. (1978). Acoustic streaming. *Journal of Sound Vibration*, 61 :391–418.
- [Link et al., 2004] Link, D., Anna, S. L., Weitz, D., and Stone, H. (2004). Geometrically mediated breakup of drops in microfluidic devices. *Physical Review Letters*, 92(5) :054503.
- [Longuet-Higgins, 1998] Longuet-Higgins, M. S. (1998). Viscous streaming from an oscillating spherical bubble. *Proceedings of the Royal Society of London*, 454 :725–742.
- [Lutz et al., 2005] Lutz, B. R., Chen, J., and Schwartz, D. T. (2005). Microscopic steady streaming eddies created around short cylinders in a channel : Flow visualization and stokes layer scaling. *Physics of Fluids*, 17(2) :023601.
- [Marmottant and Hilgenfeldt, 2003] Marmottant, P. and Hilgenfeldt, S. (2003). Controlled vesicle deformation and lysis by single oscillating bubbles. *Nature*, 423(6936) :153–156.
- [Mekki-Berrada et al., 2016a] Mekki-Berrada, F., Combriat, T., Thibault, P., and Marmottant, P. (2016a). Interactions enhance the acoustic streaming around flattened microfluidic bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 797 :851–873.
- [Mekki-Berrada et al., 2016b] Mekki-Berrada, F., Thibault, P., and Marmottant, P. (2016b). Acoustic pulsation of a microbubble confined between elastic walls. *Physics of Fluids*, 28(3) :032004.
- [Minnaert, 1933] Minnaert, M. (1933). On musical air-bubbles and the sounds of running water. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 16(104) :235–248.
- [Prosperetti, 2004] Prosperetti, A. (2004). Bubbles. *Physics of Fluids*, 16(6) :1852–1865.

- [Purcell, 1977] Purcell, E. M. (1977). Life at low reynolds number. *American Journal of Physics*, 45(1) :3–11.
- [Rabaud et al., 2011] Rabaud, D., Thibault, P., Mathieu, M., and Marmottant, P. (2011). Acoustically bound microfluidic bubble crystals. *Physical Review Letters*, 106(13) :134501.
- [Rallabandi et al., 2015] Rallabandi, B., Marin, A., Rossi, M., Kähler, C. J., and Hilgenfeldt, S. (2015). Three-dimensional streaming flow in confined geometries. *Journal of Fluid Mechanics*, 777 :408–429.
- [Shilton et al., 2008] Shilton, R., Tan, M. K., Yeo, L. Y., and Friend, J. R. (2008). Particle concentration and mixing in microdrops driven by focused surface acoustic waves. *Journal of Applied Physics*, 104(1) :014910.
- [Sritharan et al., 2006] Sritharan, K., Strobl, C., Schneider, M., Wixforth, A., and Guttenberg, Z. v. (2006). Acoustic mixing at low reynold’s numbers. *Applied Physics Letters*, 88(5) :054102.
- [Walther et al., 2007] Walther, F., Davydovskaya, P., Zürcher, S., Kaiser, M., Herberg, H., Gigler, A. M., and Stark, R. W. (2007). Stability of the hydrophilic behavior of oxygen plasma activated su-8. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17(3) :524.
- [Wang et al., 2011] Wang, C., Jalikop, S. V., and Hilgenfeldt, S. (2011). Size-sensitive sorting of microparticles through control of flow geometry. *Applied Physics Letters*, 99(3) :034101.
- [Wang et al., 2012] Wang, C., Jalikop, S. V., and Hilgenfeldt, S. (2012). Efficient manipulation of microparticles in bubble streaming flows. *Biomicrofluidics*, 6(1) :012801.
- [Wang et al., 2013] Wang, C., Rallabandi, B., and Hilgenfeldt, S. (2013). Frequency dependence and frequency control of microbubble streaming flows. *Physics of Fluids*, 25(2) :022002.
- [Younan and M., 1998] Younan, X. and M., W. G. (1998). Soft lithography. *Angewandte Chemie*, 37(5) :550–575.

Résumé

De par leur importante compressibilité et leur fréquence de résonance extrêmement basse, les bulles sont des objets physiques singuliers du point de vue de l'acoustique et de la mécanique des fluides. En utilisant la technique de la microfluidique afin de créer des assemblées de bulles bi-dimensionnelles, que nous excitions acoustiquement, nous étudions à la fois leur influence sur une onde sonore et sur le fluide présent à leur voisinage.

Les bulles étant des résonateurs sub-longueur d'onde, nous montrons qu'une assemblée de micro-bulles va interagir avec une onde sonore de longueur d'onde bien plus importante que la taille des bulles individuelles. En proposant une méthode pour extraire la contribution des bulles au signal acoustique, nous montrons que leur résonance suit une loi légèrement modifiée par rapport à celle proposée par Minnaert [Minnaert, 1933] pour des bulles sphériques. Nous avons également exploré le potentiel de ce système expérimental comme méta-matériau pour l'acoustique. Nous observons en effet une baisse de la transmission d'une onde sonore à travers ce matériau et ce, dans une gamme de fréquence située au-delà de la fréquence de résonance. Cette baisse de la transmission peut être ajustée à la fois en fréquence et en amplitude ce qui fait de ce système un méta-matériau adaptable dont les caractéristiques peuvent être facilement ajustées.

Du fait de cette grande sensibilité aux ondes acoustiques, la surface des bulles oscille fortement dans le fluide environnant. Cette oscillation, couplée à une interaction entre les bulles, va produire un effet de streaming, capable de mettre en mouvement stationnaire le fluide environnant à des vitesses relativement élevées. Des systèmes comportant différents nombres de bulles sont étudiés et une théorie permettant de prédire les écoulements qu'ils produisent est proposée. L'étude de l'interaction de ces écoulements de streaming avec un écoulement extérieur est également abordée et a permis de montrer qu'il est possible de façonner des zones d'exclusion dans le fluide, permettant de piéger des particules ou des espèces chimiques.

Abstract

Because of the important compressibility of gas bubbles in water, inducing a very low resonance frequency, one can find interest in studying bubbles from an acoustic and a fluid mechanics point of view. Using microfluidics techniques in order to produce assemblies of acoustically driven bi-dimensional bubbles, we are studying their influence on both acoustic waves and the surrounding fluid.

Bubbles being sub-wavelength resonators, we show that a micro-bubbles assembly interacts with acoustical waves which wavelengths that are substantially bigger than the bubbles size. Developing a way to extract bubbles contribution to the acoustic signal, we show that their resonance frequency follows a law slightly different from the one Minnaert [Minnaert, 1933] had found for spherical bubbles. The impact of this medium on the acoustical wave has been studied and we show that a decrease in the acoustical transmission happens in a range of frequencies above the resonance. This decrease can be adjusted in amplitude and in frequency making our system an easily tunable metamaterial.

Because of the strong response of bubbles induced by acoustical waves, the bubbles surface oscillates with a great amplitude in the surrounding fluid. This oscillation, working together with a coupling present between the bubbles, can drive a strong steady streaming in the fluid. Systems of several bubbles are studied, and a theory is proposed in order to predict the flow they induce. The interaction between the streaming phenomenon and an external flow is also presented, showing that exclusion zones can be present under certain circumstances in these systems. These exclusion zones can be useful in microfluidics in order to trap particles or chemicals.