

## CFA/VISHNO 2016

**Qualification de la Technique de Mesure PIV en vue  
d'une Caractérisation du Champ de Streaming  
Acoustique Généré par Ultrasons Focalisés**

R. Ben Haj Slama<sup>a</sup>, B. Gilles<sup>b</sup>, M. Ben Chiekh<sup>a</sup> et J.-C. Béra<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir laboratoire LESTE, Avenue Ibn El Jazzar,  
5019 Monastir, Tunisie

<sup>b</sup>LabTAU, INSERM U1032, 151 cours Albert Thomas, 69424 Lyon, France  
rafika.ben-haj-slama@inserm.fr



LE MANS

La présente étude porte sur la validité de la technique de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) pour la caractérisation de l'écoulement de streaming acoustique généré par Ultrasons Focalisés de Haute Intensité (HIFU). Les essais de qualification PIV, portant sur la taille des particules d'ensemencement (diamètre variant entre 5 et 50 microns), ont été effectués dans un milieu d'eau dégazée, soumis à un champ ultrasonore focalisé à 550 kHz et à une pression acoustique comprise entre 2,6 et 7,8 bars. Cette étude montre que le champ ultrasonore, en particulier la force de radiation, peut fortement influencer le comportement des particules d'ensemencement. Les grosses particules (diamètre=50 $\mu$ m) sont repoussées de la zone focale et regroupées sur des positions particulières du champ acoustique formant notamment un point d'arrêt en amont du foyer. Le calcul de la pression de radiation acoustique, appliquée sur des particules solides, explique le phénomène observé et la méthode de mesure PIV se trouve donc inappropriée pour la caractérisation du streaming acoustique dans ce cas. Pour les petites particules (diamètre=5  $\mu$ m), au contraire, les expériences montrent qu'elles permettent de caractériser le streaming. Les mesures PIV étant en bon accord avec les simulations CFD (Computational Fluid Dynamics) du streaming.

## 1 Introduction

De nos jours, les ultrasons focalisés de haute intensité sont devenus un moyen potentiellement intéressant pour assurer un traitement extracorporel et non-invasif de plusieurs maladies. Une application potentielle serait la thrombolyse ultrasonore [1,2,3,4,5] pour traiter certaines maladies cardiovasculaires. Dans cette application, la présence d'un milieu fluide (le sang) permet le développement d'écoulements générés par l'onde acoustique : c'est le phénomène de streaming acoustique. Précisément dans ce cas, le streaming acoustique pourrait contribuer significativement à l'efficacité de la sonothrombolyse. En effet, ce phénomène peut améliorer le mélange dans la zone de traitement, et donc notamment augmenter l'efficacité des agents thrombolytiques. Dans ce contexte, une étude expérimentale du phénomène de streaming acoustique, causé par l'absorption de l'énergie acoustique lors de la propagation des ondes dans le milieu, a été effectuée.

Dans le cas où la dimension longitudinale du domaine de propagation des ondes ultrasonores est largement supérieure à la longueur d'onde, on peut obtenir une onde progressive. Dans ces conditions, une vitesse moyenne non nulle apparaît dans le liquide en raison de la dissipation visqueuse de l'énergie acoustique par unité de volume. Ce phénomène, où on considère que la vitesse induite est proportionnelle au carré de la pression acoustique, est appelé le streaming d'Eckart [6]. Celui-ci sera le sujet de ce travail. Le phénomène de streaming acoustique est connu depuis les années 1830 [7,8] et a été depuis lors le sujet de plusieurs recherches fondamentales et expérimentales. Cependant, peu de travaux comparent les résultats expérimentaux, théoriques et numériques du streaming acoustique et spécialement pour le cas des ultrasons focalisés. De ce fait, il est intéressant d'établir une base de données expérimentale mettant en évidence cet aspect hydroacoustique.

La PIV est une technique optique, basée sur la corrélation de deux images successives, qui permet, simplement, d'évaluer des champs de vitesse dans un fluide. Cette technique a donc été utilisée pour effectuer des mesures expérimentales du streaming. Nowicki & all [9] ont validé expérimentalement leur modèle théorique pour un transducteur faiblement focalisé. Leur expérience a été menée en eau distillée, mais non dégazée, ensemencée avec de l'amidon de maïs dont la concentration varie de 0,3 à 40 g / l. Aucun comportement étrange n'a été observé ni de

difficultés dans la technique PIV n'a été mentionné. Pour Hariharan & all [10] les essais de PIV ont été menés dans un milieu soumis aux HIFU en ensemençant avec des billes de verre creuses de diamètre égal à 10 microns supposées ne pas subir la force de radiation. Les résultats de mesure du streaming acoustique ont été utilisés dans un algorithme d'adaptation inverse pour prédire les champs d'intensité et de puissance acoustique. Les résultats présentaient une différence de 10% par rapport aux mesures obtenues par hydrophones et par radiomètre à balance de forces. Selon Tan & Hover [11], la PIV effectuée avec des particules d'ensemencement sphériques en polyamide et ayant un diamètre égal à 50 microns, était la meilleure façon pour caractériser des propulseurs ultrasoniques (sonificateurs) comparée à d'autres méthodes telles que l'utilisation des hydrophones. L'erreur était de 5% par rapport à leur modèle théorique. Moudjed & all [12] ont utilisé les mêmes particules d'ensemencement comme Tan & all [11], mais avec une taille beaucoup plus petite (5  $\mu$ m de diamètre) pour la caractérisation du streaming en régime continu induit par une source ultrasonore plane. Dentry & all [13] ont utilisé des ondes acoustiques planes à très hautes fréquences pour comparer l'hydrodynamique du streaming acoustique au modèle de jet laminaire. Leurs expériences de PIV utilisant des particules fluorescentes de polystyrène de diamètre égal à 4,8  $\mu$ m et qui, selon eux, ne subissent pas les forces de radiation, ont été comparés avec le modèle théorique gaussien et un petit écart a été observé, provenant des approximations théoriques qu'ils ont faites. En récapitulant, plusieurs particules d'ensemencement ont été utilisées; à savoir les sphères creuses de verre, les particules sphériques de polyamide, l'amidon de maïs et les particules fluorescentes de polystyrène; avec une taille qui variait de 4,8 $\mu$ m à 50  $\mu$ m de diamètre. Dans la littérature, sauf dans les références [10] et [13] où les auteurs ont mentionné brièvement les critères de choix de leurs particules d'ensemencement, les auteurs ne mentionnent pas leur critères de sélection de ces particules, ni la concentration optimales des particules introduites; qui permettent d'assurer une PIV de bonne qualité. En outre, les auteurs n'ont pas vraiment évoqué la question de l'impact de la force de radiation et par conséquent la possibilité que la caractérisation du streaming par PIV soit incorrecte.

Dans le présent travail, l'utilisation de la technique de PIV pour la mesure du streaming a été étudiée, en utilisant des particules d'ensemencement de différentes tailles. Le champ de force de radiation, agissant sur les particules, a été calculé en se référant aux travaux de Settnes & Bruus [14] pour interpréter leur comportement observé dans les expériences. Des simulations numériques CFD

(Computational Fluid Dynamics) sous le logiciel commercial Fluent, du streaming en absence de particules et reproduisant la même configuration expérimentale, ont été également proposées. Cette approche numérique a été ensuite comparée à l'approche expérimentale.

## 2 Equations bilan

Hydro-dynamiquement, pour un fluide incompressible et non Newtonien, en tenant compte du régime permanent de l'écoulement de streaming et en présence de la contrainte acoustique, le streaming acoustique peut être défini par les équations suivantes [15,16]:

$$\overline{u_j \partial_j u_i} = \frac{-1}{\rho_0} \overline{\partial p_i} + \nu \overline{\partial_{jj}^2 u_i} + F_i. \quad (1)$$

$$F_i = -\frac{\overline{\partial u_j u_i}}{\partial x_j}. \quad (2)$$

où  $F$  est la force volumique associée à la contrainte de Reynolds donnée par  $\overline{(\rho_0 u_i u_j)}$ ,  $\rho_0$  est la densité du milieu de propagation de l'onde,  $u$  est la vitesse de streaming,  $p$  est la pression acoustique et  $\nu$  la viscosité cinématique.

Pour un fluide incompressible, la loi de conservation de masse est la suivante :

$$\frac{\overline{\partial u_i}}{\partial x_j} = 0. \quad (3)$$

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

$$\frac{\overline{\partial u_x}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \overline{u_r})}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

$$\overline{u_r \frac{\partial u_x}{\partial r}} + \overline{u_x \frac{\partial u_x}{\partial x}} = \frac{F_x}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \overline{u_x}}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \overline{u_x}}{\partial r} \right) \right]. \quad (5)$$

$$\overline{u_r \frac{\partial u_r}{\partial r}} + \overline{u_x \frac{\partial u_r}{\partial x}} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p}}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \overline{u_r}}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \overline{u_r}}{\partial r} \right) \right]. \quad (6)$$

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

Concernant la force de radiation agissant sur les particules, Settles & Bruus [14] expriment cette force comme étant la solution, en champ lointain, de la théorie de diffusion non visqueuse des ondes acoustique. Ceci, en suivant l'analyse non visqueuse de Gorkov [17] qui est valide pour les particules dont le diamètre dépasse l'épaisseur de la couche limite acoustique, là où la viscosité est importante. Suite à cela, ils étendent cette solution pour

le champ proche de la particule, dans sa couche limite acoustique, avec les hypothèses d'un écoulement incompressible et visqueux. A la fin, ils ont obtenu l'expression analytique que nous avons adaptée dans notre cas pour identifier le champ de force expérimental. Voir l'Eq.(7).

$$F_{rad} = -\pi a^3 \left[ \frac{2\kappa_0}{3} \operatorname{Re}[f_1 p^* \nabla p] - \rho_0 \operatorname{Re}[f_2^* v \partial v] \right]. \quad (7)$$

avec  $a$ , le rayon de la particule,  $\kappa_0$  la compressibilité du fluide,  $p$  la pression acoustique et  $v$  la vitesse acoustique. L'étoile indique le conjugué du nombre complexe.  $f_1$  et  $f_2$  sont les coefficients de diffusion adimensionnels;  $f_1$  est le coefficient mono-polaire qui dépend seulement du facteur de compressibilité fluide-particule, et  $f_2$  le coefficient dipolaire qui est un nombre complexe dépendant de la viscosité du fluide.

$$f_1(\tilde{\kappa}) = 1 - \tilde{\kappa}, \quad \tilde{\kappa} = \frac{\kappa_p}{\kappa_0}. \quad (8)$$

$$f_2(\tilde{\rho}, \tilde{\delta}) = \frac{2[1 - \gamma(\tilde{\delta})](\tilde{\rho} - 1)}{2\tilde{\rho} + 1 - 3\gamma(\tilde{\delta})}, \quad \gamma(\tilde{\delta}) = -\frac{2}{3} [1 + i(1 + \tilde{\delta})] \tilde{\delta}. \quad (9)$$

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

## 3 Démarche expérimentale

### 3.1 Montage expérimental

Pour générer les ondes ultrasonores à une fréquence de 550kHz, un transducteur sphérique focalisé (diamètre =10 cm, distance focale=10 cm) a été mis en place. Le signal d'excitation du transducteur provient d'un générateur (modèle: Tektronix AFG 3102, 100 MHz), qui délivre une tension d'entrée, respectivement, de 50, de 100 et de 150 mV en mode continu, correspondant respectivement à une pression acoustique au foyer de 2.6, de 5.2 et de 7.8 bars. Le milieu de propagation des ondes était une cuve de 60l d'eau dégazée et filtrée (taux de gaz dissous dans l'eau <2mg/l). L'eau a étéensemencée avec des particules sphériques de polyamide PSP (Polyamide Seeding Particules, Dantec Dynamics) dont la densité, proche de celle de l'eau, est de 1030 kg.m3 [18]. Pour la PIV il est généralement commode d'introduire une quantité de particules ayant une concentration telle que la fenêtre d'interrogation comprend de 5 à 20 particules [19,20,21]. Dans le présent travail, les tests ont été réalisés avec des particules d'ensemencement de trois tailles différentes (diamètre variant entre 5, 20 et 50 microns), ce qui correspond à une concentration variant de 0,09 à 0,18 g/m3 et qui satisfait la condition décrite ci-dessus. La source laser utilisée est une source de type MGL-F-532-2W, d'une longueur d'onde égale à 532 nm, fonctionnant en mode continu, et générant un faisceau lumineux de 2 mm de

diamètre. Afin de mettre en forme le faisceau laser, un système optique constitué d'un ensemble de lentilles, a été conçu et mis en œuvre. Cela nous a permis d'obtenir une feuille laser de 20 cm de largeur et de 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Une caméra ultra-rapide CMOS (Phantom V12.1 Vision Research) a été utilisée pour enregistrer l'écoulement de streaming, et pour traiter les images acquises. En termes de paramètres de visualisation, la résolution était de 1280 x 800 pixels avec un champ de vision de 9cm x 5.6cm, la cadence de 24 images par seconde et le temps d'exposition de 41 ms. La Figure 1 illustre la configuration expérimentale.

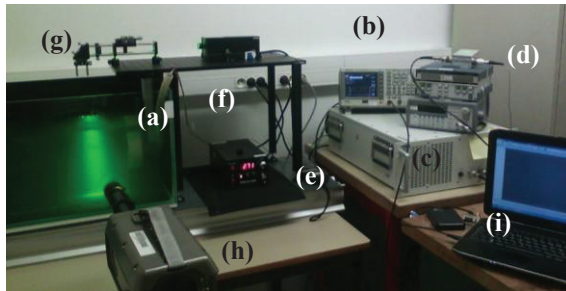


Figure 1 : Configuration expérimentale: {Système de génération du streaming: (a) Transducteur ultrasonore, (b) Générateur de tension, (c) Amplificateur, (d) Wattmètre, (e) Thermocouple}, {Système de mesure PIV: (f) Générateur laser, (g) Montage optique, (h) Caméra CMOS, (i) Acquisition des données}

### 3.2 Evaluation du champ de vitesse

Pour calculer le champ de vitesse de streaming, les images acquises ont été traitées à l'outil de PIVlab (un ensemble de routines construites sous MATLAB) [22], en adoptant l'algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT). Le champ de vitesse est calculé par un algorithme itératif basé sur un calcul initial du champ de vitesse en commençant par une fenêtre d'interrogation assez large (128 pixels x 128 pixels dans notre cas d'étude). Ce champ de vitesse initial est, ensuite, utilisé dans les itérations (ou « passes ») suivantes, où la taille de la fenêtre d'interrogation est graduellement réduite pour arriver, à la fin, à une taille de 32 x 32 pixels.

Il est à noter qu'un prétraitement a été appliqué aux images brutes avant la résolution du champ de vitesse. Ceci afin d'améliorer le contraste, de réduire le bruit de fond, et d'homogénéiser l'intensité des particules images, et par la suite, d'éviter la distorsion de l'inter-corrélation pour les grosses particules (diamètre=50 $\mu\text{m}$ ).

Pour ce qui est du post-traitement des paires d'images pour la validation des données, le test de filtre médian, proposé par Westerveel and Sacarano [23], a été choisi. Ce filtre est appliqué pour la zone focale où l'écoulement est important. Pour le champ lointain du streaming où la vitesse est presque nulle, on a adopté un seuil de vitesse avec une légère fluctuation par rapport à la vitesse moyenne.

## 4 Résultats

Dans cette section on présentera l'effet des ultrasons focalisés sur la nature de l'écoulement des particules et on mettra en évidence le streaming généré par l'absorption de l'amplitude de l'onde acoustique. En outre, la force de radiation agissant sur les particules a été calculée, ce qui nous a permis d'expliquer le comportement des grosses particules quand elles sont soumises au champ ultrasonore. Suite à cela, on présentera les résultats de la simulation numérique du streaming acoustique comparés aux résultats expérimentaux obtenus. Cette comparaison permet de mettre en évidence les particules les plus appropriées pour la technique de PIV en présence d'un champ ultrasonore et valide la caractérisation expérimentale du streaming acoustique avec les particules d'ensemencement de diamètre égal à 5 $\mu\text{m}$ .

### 4.1 Résultats expérimentaux de la PIV

Les résultats obtenus sont résumés dans la Figure 2. Cette figure illustre la composante de vitesse axiale dans le plan ( $x/\lambda$ ,  $y/\lambda$ ); où  $x$  est la direction de propagation de l'onde ultrasonore,  $y$  est la composante radiale et  $\lambda$  est la longueur d'onde ultrasonore. Les mêmes résultats sont résumés dans le Tableau 1, sauf qu'on présente seulement l'évolution de l'amplitude de la vitesse maximale atteinte.

Selon la Figure 2, on peut remarquer que les champs de vitesse mesurés par PIV ne sont pas les mêmes en termes d'amplitude maximale au foyer. Les valeurs de vitesse des moyennes et grosses particules sont inférieures à celles des petites particules, et elles ont significativement diminué au foyer pour les grosses particules. En outre, en augmentant la pression acoustique appliquée, un point d'arrêt se forme en amont du foyer géométrique du transducteur.

Le comportement différent des grosses et des moyennes particules apparaît clairement sur les images brutes de la Figure 3. En effet, quand l'intensité acoustique augmente, les grosses particules ne pénètrent plus dans la zone focale à haute intensité acoustique, et au cours du temps l'agglomération de particules grossit de plus en plus, et un point d'arrêt se forme.

Tableau 1: Vitesse axiale au foyer (m/s).

	Ve=50mV ≡ P <sub>ac</sub> =2.6bars	Ve=100mV ≡ P <sub>ac</sub> =5.2bars	Ve=150 mV ≡ P <sub>ac</sub> =7.8bars
Ø=5 $\mu\text{m}$	2.2 X 10 <sup>-3</sup>	6.3 X 10 <sup>-3</sup>	11 X 10 <sup>-3</sup>
Ø=20 $\mu\text{m}$	2 X 10 <sup>-3</sup>	5.2 X 10 <sup>-3</sup>	8.6 X 10 <sup>-3</sup>
Ø=50 $\mu\text{m}$	0.6 X 10 <sup>-3</sup>	2 X 10 <sup>-3</sup>	3 X 10 <sup>-3</sup>

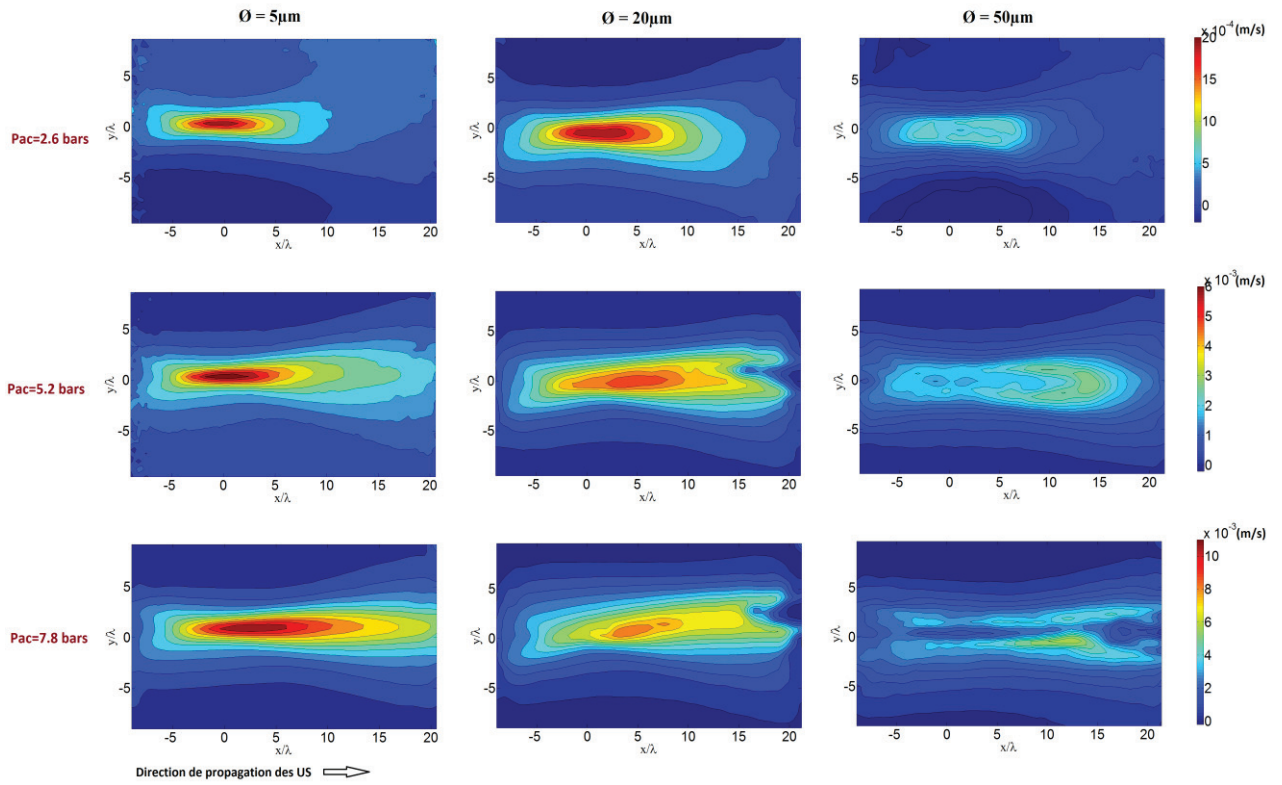


Figure 2 : Champs de vitesse axiale 2D (x, y) en fonction de la pression acoustique et de la taille des particules d'ensemencement. Position du foyer du transducteur = (0,0)

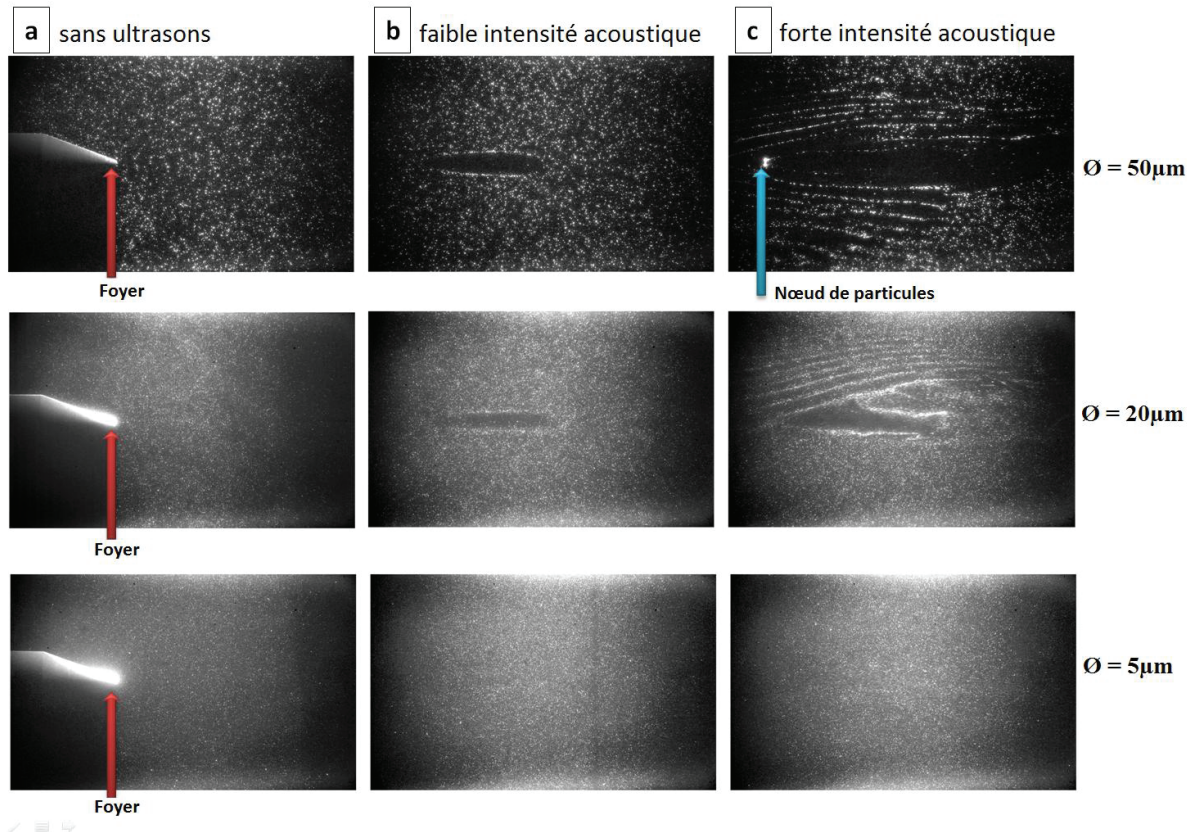


Figure 3 : Distributions des particules. a: absence d'ultrasons, b:  $V_e=50\text{mV}$ , c:  $V_e=250\text{mV}$ .

## 4.2 Calcul de la force de radiation

Dans cette section, on va étudier la force de radiation agissant sur les particules. En ce référant aux travaux de Settnes et Bruus [14], on a calculé le champ de force induite (voir l'Eq. (7)) lors de l'application d'un champ ultrasonore ayant les mêmes caractéristiques que le champ expérimental créé. Les calculs sont réalisés pour les trois tailles de particules utilisées dans les tests de PIV. Les résultats de ces calculs sont résumés dans les Figures 4 et 5.

Le comportement des particules, lors de l'application des ultrasons focalisés, est finalement expliqué. D'après la Figure 4, on peut constater que l'amplitude de la force totale est proportionnelle à la taille de la particule, tout en restant faible pour les particules de petite taille. C'est de ce fait qu'on estime que les petites particules sont faiblement influencées par les forces acoustiques mais plutôt entraînées par les forces de trainée qui seraient dominantes. Les particules de taille moyenne sont, évidemment, moins influencées, par la force acoustique, que les grosses particules.

La cartographie de la Figure 5, décrivant l'orientation du vecteur force, présente des lignes où les particules sont poussées dans deux sens opposés et ainsi piégées sur ces lignes. C'est exactement ce qui a été observé dans les essais de PIV avec les grosses particules d'ensemencement et ce qui a été décrit auparavant dans la section 4.1. Le comportement des particules dans le champ ultrasonore peut être également expliqué dans la dernière cartographie de la Figure 5. Des lignes alternées de convergence et de divergence de la force sont observées. Et on peut remarquer que la distance entre les lignes des particules, en images réelle, correspond bien à la distance entre les lignes de convergence de la force. Le point d'arrêt observé colle, aussi, parfaitement avec celui figurant dans la cartographie de la direction du vecteur force et dans celle des lignes de convergence de la force

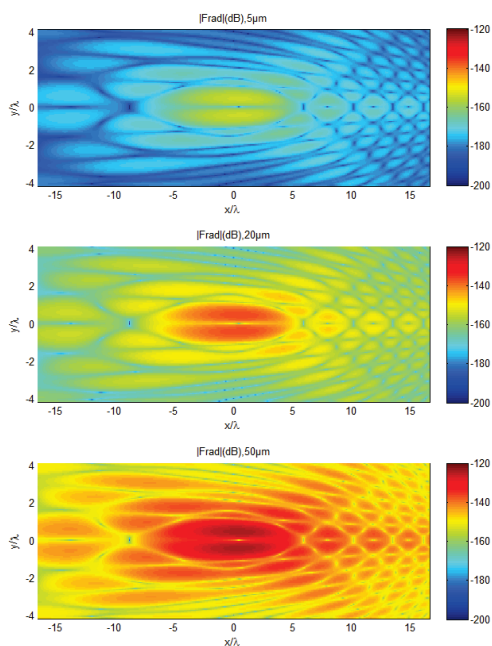


Figure 4 : Champ de la force de radiation dans le plan ( $x$ : direction acoustique,  $y$ : composante radiale). Amplitude en dB. {En haut: cas du diamètre =  $5\mu\text{m}$ . Au centre: cas du diamètre =  $20\mu\text{m}$ . En bas: cas du diamètre =  $50\mu\text{m}$ }

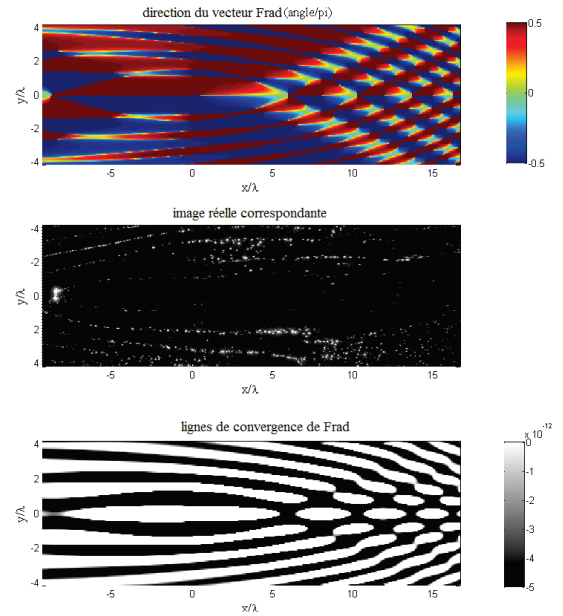


Figure 5 : Champ de la force de radiation calculée (En haut: la direction de la force:  $\text{angle}/\pi$ , En bas: lignes de convergence et divergence de la force) VS comportement réel des grosses particules (Au centre: cas de l'intensité acoustique correspondante à  $V_e=150\text{mV}$ ). {Le foyer est centré en  $(0,0)$ }

## 4.3 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Dans cette partie, on a entamé une simulation numérique du streaming afin d'être certain que les particules traceurs de petite taille (diamètre= $5\mu\text{m}$ ) suivent parfaitement l'écoulement, qu'elles subissent seulement les forces de trainée et que l'influence de la force de radiation est limitée.

Des simulations numériques en 2D ont été réalisées sous Fluent pour valider le champ de streaming mesuré. On a reproduit la même configuration expérimentale dans l'approche numérique. Les résultats de la simulation sont résumés dans la Figure 6 qui donne une comparaison de l'amplitude de vitesse de streaming.

L'amplitude de vitesse maximale du fluide obtenue par les simulations est pratiquement similaire à la vitesse des petites particules. Par contre pour les moyennes particules, les vitesses maximales atteintes au foyer ont diminués par rapport à la simulation, et on n'a même pas pu tracer le profil de vitesse aux alentours du foyer pour les grosses particules car l'information de PIV est incomplète dans cette zone.

Pour le cas des petites particules, certes le profil gaussien obtenu par les deux approches est confondu, mais une légère différence se présente en aval du foyer. Ceci pourrait être dû au fait qu'à faible intensité acoustique (2.6 bars), l'ordre de grandeur de la vitesse résiduelle ou l'imprécision de mesure PIV qui est de l'ordre de  $\pm 0.5\text{ mm/s}$ , paraît flagrante par rapport à la vitesse maximale atteinte.

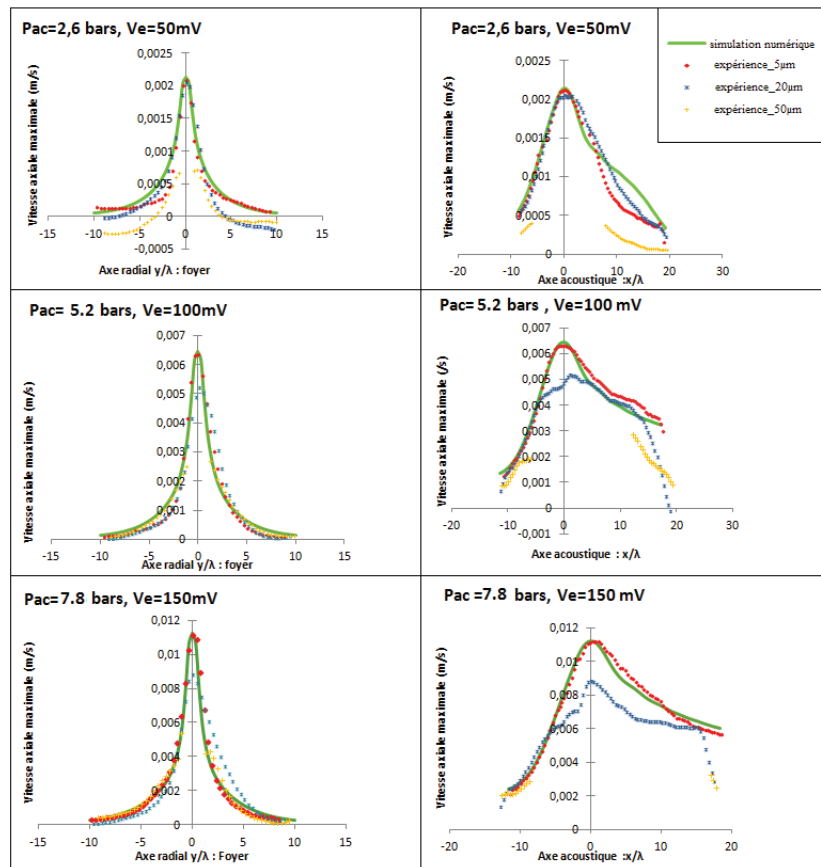


Figure 6: PIV Streaming velocity and CFD streaming velocity comparison, Focus coordinates = (0,0)

## 5 Conclusions

Dans cette étude, on s'est intéressé à la caractérisation expérimentale du comportement dynamique du fluide dans la zone focale durant l'application d'ultrasons focalisés. Notre travail avait pour but de qualifier la technique de vélocimétrie par imagerie de particules pour la mesure du streaming. Le streaming acoustique a été aussi étudié dans cette configuration par modélisation numérique sous Fluent. Un calcul de la force de radiation ultrasonore appliquée sur les particules d'ensemencement a, aussi, été réalisé. L'effet de cette force sur le comportement des particules a été étudié et comparé aux résultats expérimentaux. Le résultat principal de cette étude est le suivant : la force de radiation agissant sur les particules peut fortement influencer leur comportement ; d'après les tests expérimentaux réalisés, seules les particules d'ensemencement de  $5\mu\text{m}$  de diamètre semblent être fiables et appropriées pour caractériser l'écoulement. Tandis que les particules les plus grosses (de 20 à  $50\mu\text{m}$  de diamètre), généralement convenables pour des mesures PIV d'écoulements hydrodynamiques classiques équivalents, sont disqualifiées pour des mesures d'écoulements de streaming acoustique de champ focalisé.

## Remerciements

Ce travail a été supporté par la région Rhône-Alpes (Projet CMIRA 2016) et par le LabEx CelyA (ANR-10-LABX-0060/ANR-11-IDEX-0007).

## Références

- [1] Siegel R J, Luo H, Ultrasound Thrombolysis. *Ultrasonics*, vol.48 (4), pp 312-20(2008).
- [2] Hong A S, Chae J S, Dubin S B, Lee S, Fishbein M C, Siegel R J, Ultrasonic Clot Disruption: An in Vitro Study. *American Heart Journal*, vol. 120(2), pp 418-22 (1990).
- [3] Luo H, Nishioka T, Fishbein M C, Cercek B, Forrester J S, Kim C J, Transcutaneous Ultrasound Augments Lysis of Arterial Thrombi in Vivo. *Circulation*, vol. 94(4), pp775-8(1996).
- [4] Rosenschein U, Furman V, Kerner E, Fabian I, Bernheim J, Eshel Y, Ultrasound Imaging-Guided Noninvasive Ultrasound Thrombolysis: Preclinical Results. *Circulation*, vol.102(2), pp 238-45(2000).
- [5] Maxwell A D, Cain C A, Duryea A P, Yuan L, Gurm H S, Xu Z, Noninvasive Thrombolysis Pulsed Ultrasound Cavitation Therapy-Histotripsy. *Ultrasound in Medicine and Biology*, vol.35 (12), pp1982-94(2009).
- [6] Eckart C, Vortices and Streams Caused by Sound Waves, *Phys. Rev.*, vol. 73, pp 68-76(1948).
- [7] Faraday M, Acoustic Streaming, *Phil. Trans.*, vol.121, pp 229(1831).
- [8] Rayleigh L, The Theory of Sound, *MacMillan, London* (1929).

- [9] Nowicki A , Kowalewski T, Secomski W, Wojccik J, Estimation of Acoustical Streaming: Theoretical Model, Doppler Measurements and Optical Visualization, *European Journal of Ultrasound*, vol.7, pp 73-81(1998).
- [10] Hariharan P, Myers M R, Robinson R A, Maruvada S H, Silwa J, Banerjee R K, Direct Characterization of High Intensity Focused Ultrasound Transducers using Acoustic Streaming, *Journal of Acoustic Society of America*, vol.123, pp 1706-1719 (2008).
- [11] Tan A C H and Hover F S, Correlating the Ultrasound Thrust Force with Acoustic Streaming Velocity, *Institute of Electrical and Electronics Engineering IEEE International*, pp 2627-2630(2009).
- [12] Moudjed B, Botton V, Henry D, Ben Hadid H and Garandet J P, Scaling and Dimensional Analysis of Acoustic Streaming Jet, *Physics of Fluids*, vol.26, 093602(2014).
- [13] Dentry M B, Yeo L Y and Friend J R, Frequency Effects on the Scale and Behavior of Acoustic Streaming, *Physical Review*, E89, 013203(2014).
- [14] Settneess M and Bruus H, On the Force Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in Viscous Fluid, *Physical Review*, E85, 016327(2012).
- [15] Lighthill J, Acoustic Streaming, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 61, pp 391-418(1978).
- [16] Lighthill J, *Waves in Fluids*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K.(1978).
- [17] Gorkov L.P, *Soviet Physics-Doklady*, vol.6, 773(1962).
- [18] DANTEC Dynamics, SAFEX® Fog Generator Systems, "Safe seeding for Flow visualisation and LDA applications"
- [19] H Huang, D Dabiri and M Gharib, On errors of digital particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.* 8 1427–1440(1997).
- [20] Keane R D and Adrian R J , Theory of Cross-correlation Analysis of PIV Images, *Applied Scientific Research*, vol.49, pp 191–215 (1992).
- [21] Thielicke W and Stamhuis E J, PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB, *Journal of Open Research Software*, 2: e30 (2014).
- [22] Thielicke W and Stamhuis E J (2014) PIVlab – Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB (version 1.4).
- [23] Westerweel J and Scarano F, Universal Outlier Detection for PIV Data, *Experiments in Fluids*, vol.39, pp 1096–1100(2005).