



12^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique
Nantes , 17-19 novembre 2010

**ÉCOULEMENT NON CAVITANT ET CAVITANT DANS UN
MICRO-DIAPHRAGME**

***NON CAVITATING AND CAVITATING FLOW IN A
MICROCHANNEL***

C. PELLONE, J.P. FRANC, F. AYELA, M. MEDRANO

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, INPG, UJF, CNRS
B.P. 53 – 38041 Grenoble Cedex 09 – France
Christian.Pellone@legi.grenoble-inp.fr

Résumé

Ce papier présente une étude sur l'écoulement cavitant ou non dans les micro-diaphragmes. La première partie est consacrée à une approche théorique faisant intervenir quelques approximations et permettant de mettre en évidence le comportement des pertes de charge en fonction du débit. La contribution des diverses pertes est analysée et une valeur critique du nombre de cavitation caractéristique de l'apparition de la cavitation dans le diaphragme a été estimée. La deuxième partie concerne la modélisation numérique (calcul RANS) de l'écoulement non cavitant, laminaire ou turbulent. Les résultats sont comparés avec les résultats expérimentaux et théoriques. Deux régimes d'écoulement pour le jet sortant du col sont mis en évidence: un mode stable aux bas débits et un mode fluctuant pour les plus hauts débits. Une première analyse est faite concernant les zones d'apparition de la cavitation, aussi bien en écoulement laminaire que turbulent.

Summary

This paper presents an investigation of both the non-cavitating and cavitating flows in microchannels. The first part is devoted to a theoretical approach. Using classical assumptions, the total pressure losses are estimated and plotted as a function of the flowrate. The contribution of the various pressure losses is analyzed. A characteristic cavitation number of the microchannel is exhibited for the inception of cavitation. The second part concerns the numerical modeling (RANS calculation) of the laminar or turbulent non-cavitating flow. The results are compared with the experimental and theoretical ones. Two different flow regimes, for the outgoing jet, are pointed out: a stable mode at low flowrates and a flapping mode at higher flowrates. Concerning the zones where cavitation occurs, a first analysis is presented, in laminar flow as well as in turbulent flow.

I-INTRODUCTION

La cavitation hydrodynamique est un phénomène bien connu et largement étudié, en particulier pour les hélices de bateau, les turbo - pompes, etc. Ce phénomène apparaît dans un écoulement lorsque la pression descend en dessous de la pression de vapeur saturante du fluide. Il se forme alors des bulles de vapeur, qui circulent et implosent lorsqu'elles rencontrent des zones de plus haute pression. L'implosion d'une bulle peut s'accompagner d'un accroissement important de la pression et de la température en son sein, dû en particulier aux gaz incondensables occlus. On peut alors envisager d'utiliser la cavitation comme moyen de traitement de l'eau, les niveaux élevés de température atteints dans les bulles permettant d'espérer la pyrolyse de certains polluants volatiles. Il est évident, que d'un point de vue expérimental, la mesure de ces grandeurs, lors de l'implosion, n'est pas aisée. Une solution, séduisante, consiste à ensemencer le fluide au moyen de nanoparticules fluorescentes pour les utiliser comme nano-sondes de température et de pression. En utilisant, alors, les propriétés de luminescence de ces particules on peut espérer accéder à la température et la pression. Cette technique impose la miniaturisation du système d'écoulement. Remarquons, qu'à ces échelles microscopiques, les équations classiques de la mécanique des fluides s'appliquent encore, ce qui permet de mener à bien les modélisations théoriques et numériques.

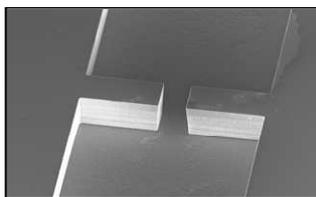
L'introduction d'un diaphragme dans un mini canal permet de faire apparaître la cavitation. En effet, la très forte accélération que subit le fluide au passage du col d'étranglement génère les basses pressions donnant naissance aux bulles de vapeur. Plus loin, à l'aval, la remontée rapide des pressions provoque le collapse des bulles. La question est alors de savoir si la dynamique de la cavitation dans un tel micro diaphragme est similaire à celle présente aux échelles macroscopiques. Dans un système miniature, la croissance des bulles est évidemment limitée par les petites dimensions. De fait, les bulles sont nécessairement plus petites qu'aux échelles macroscopiques classiques et il est important de connaître l'influence de cette réduction sur la dynamique des bulles. Un autre point important est de savoir si les lois classiques de la cavitation établies aux échelles macroscopiques sont encore valides aux échelles microscopiques [1-3].

Dans cette étude nous présentons les résultats obtenus par les calculs, théorique et numérique, de l'écoulement non cavitant dans un diaphragme. Les résultats de la modélisation sont comparés avec les résultats expérimentaux et des visualisations sont présentées.

II-ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT DANS UN MICRO-DIAPHRAGME

II-1-PRÉSENTATION DE LA CONFIGURATION

L'étude expérimentale des micro-diaphragmes est menée à l'aide d'un dispositif dont la description schématique est présentée sur la figure 1. La configuration est symétrique par rapport aux deux axes de coordonnées ox et oy . Il s'agit d'une géométrie bidimensionnelle dont la dimension perpendiculaire à la figure est $H=130\mu\text{m}$. Le diaphragme possède une partie étranglée, nommée col, induisant une brusque et forte perte de charge. Au-delà d'un certain seuil en débit Q dépendant du niveau de pression imposé en sortie, l'écoulement peut



devenir cavitant. On désigne par e la *largeur* du diaphragme et par Δ_c sa *longueur*, qui sont en fait la largeur et la longueur du col. Les micro-diaphragmes avec lesquels nous avons travaillé ont une largeur typique de l'ordre de $50\mu\text{m}$, certains pouvant aller jusqu'à $74\mu\text{m}$. Le procédé de fabrication des échantillons ne permet pas d'avoir les flancs du col rigoureusement perpendiculaires au plan de la figure. La figure ci-contre présente une coupe transverse montrant l'inclinaison des

flancs. Pour le diaphragme étudié dans cet article la largeur du col variant de 54 à 66 μm , nous avons choisi une largeur de diaphragme moyenne de $e=60\mu\text{m}$, sa longueur étant de $\Delta_c=100\mu\text{m}$.

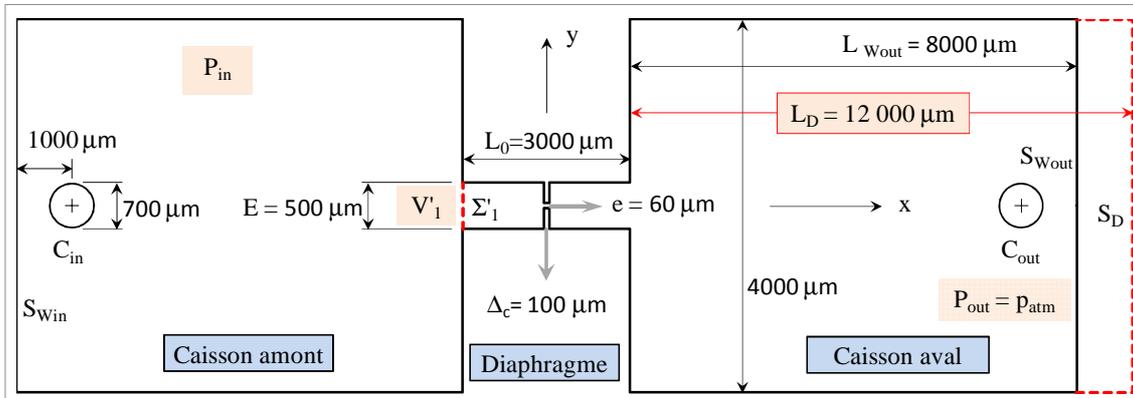


Figure 1. Représentation schématique de la configuration

En amont du col, le *canal amont*, de largeur totale $E=500\mu\text{m}$ et de longueur $L=1450\mu\text{m}$ reçoit le fluide à la vitesse d'entrée V'_1 par la section Σ'_1 . En aval du col, dans le *canal aval*, de mêmes largeur et longueur que celui amont, le fluide subit une très forte décélération en raison de la conservation du débit Q . On désigne par L_0 la longueur totale des deux canaux et du col: $L_0=2L+\Delta_c=3000\mu\text{m}$.

Le fluide arrive, par un orifice C_{in} , dans un *caisson amont*, de dimensions ($8000\mu\text{m} \times 4000\mu\text{m}$), avec la pression P_{in} , à une vitesse quasiment nulle au vu des grandes dimensions du caisson. Il sort de la même manière, par un orifice C_{out} du *caisson aval*, à une vitesse également négligeable et une pression de sortie P_{out} égale, en général, à la pression atmosphérique p_{atm} mais qui peut toutefois être modifiée en vue de favoriser ou de retarder le phénomène de cavitation. Tous les développements ont été réalisés avec une pression de sortie quelconque. On désigne par $\Delta P = P_{in} - P_{out}$ la perte de pression entre l'amont et l'aval du système. Un des aspects fondamentaux de l'étude consiste à exprimer la relation entre ΔP et Q . La connaissance de la distribution de pression au col et dans le canal aval permet de repérer les zones de cavitation par la condition de pression $P < p_v$, où p_v désigne la pression de vapeur saturante.

Dans toute l'étude le nombre de Reynolds est défini sur la base du diamètre hydraulique des conduites de sections rectangulaires. Si on note D_c le diamètre hydraulique du col et V_c la vitesse moyenne de l'écoulement au col, le nombre de Reynolds au col est défini par $Re_{col} = \rho D_c V_c / \mu$, où $\rho=1000\text{kg/m}^3$ désigne la masse volumique de l'eau, $\mu=10^{-3}\text{kg/ms}$, sa viscosité dynamique. La différence de pression ΔP peut atteindre des valeurs de l'ordre de 1000kPa (environ 10bars), ce qui donne pour le débit Q une valeur maximale de l'ordre de 300 $\mu\text{l/s}$ et une vitesse au col V_c de l'ordre de 40m/s. A cause des dimensions miniatures, le nombre de Reynolds reste modéré atteignant une valeur maximale d'environ 3150. Pour un nombre de Reynolds inférieur à 2100 environ, c'est-à-dire pour une valeur de débit inférieure à $Q_L=200\mu\text{l/s}$, l'écoulement dans le col est supposé laminaire, au dessus il devient turbulent.

II-2-PERTES DE CHARGE

Les pertes de charge sont de deux natures: les pertes singulières dues à la présence du col ΔP_{Scol} et les pertes régulières localisées dans les canaux amont et aval ΔP_{RCan} , ainsi que les pertes régulières dues au col lui-même ΔP_{RCol} .

La perte de charge totale due au diaphragme pourra ainsi s'écrire:

$$\Delta P = \Delta P_{SCol} + \Delta P_{RCan} + \Delta P_{RCol} \quad (1)$$

De façon classique les pertes de charge régulières Δp dans une conduite de longueur ℓ et de diamètre hydraulique \mathcal{D} s'expriment par la relation:

$$\Delta p = \lambda \frac{\ell}{\mathcal{D}} \frac{\rho}{2} V^2 \quad (2)$$

Dans cette relation, V est la vitesse moyenne dans la section et λ le coefficient de perte de charge. Dans chaque section considérée la vitesse sera exprimée en fonction du débit. Les notations indicielles des vitesses et des pressions sont harmonisées avec celles des sections. Pour les pertes de charge singulières dues au col, il faut avoir à l'esprit que le fluide au passage du diaphragme se contracte en son entrée et subit un élargissement à sa sortie. La figure 2 illustre schématiquement ce comportement.

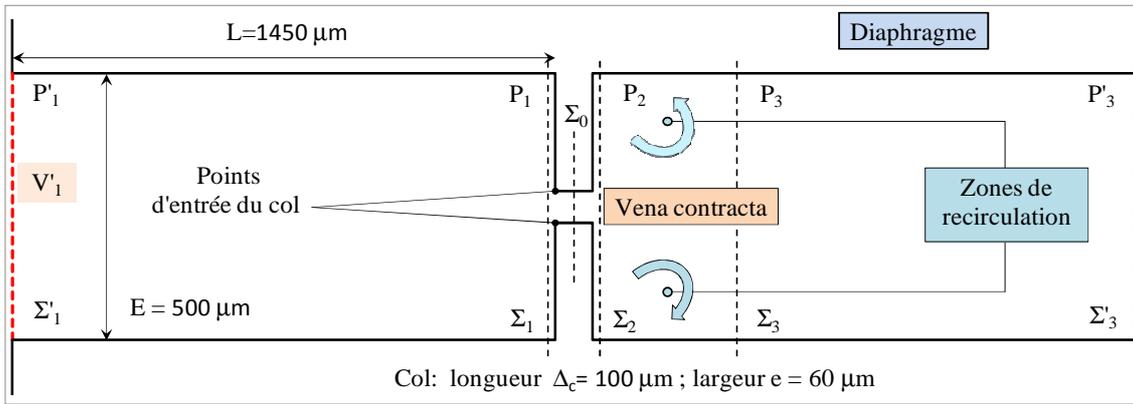


Figure2. Schéma agrandi de la «Vena Contracta»

A l'entrée du col sur les parois verticales du canal amont les zones de recirculation n'existent pratiquement pas, le fluide étant quasiment collé sur ces parois. Les zones de décollement sont limitées à l'entrée du diaphragme qui comporte une arête vive. Par contre à la sortie du col, à cause du développement d'un jet liquide, les zones de recirculation sont plus importantes. Il existe un point un peu à l'aval du diaphragme, dans la section Σ_2 (figure 2) appelée *Vena Contracta* où le fluide a la plus grande vitesse. C'est donc à cet endroit que la pression sera la plus faible et que la cavitation apparaîtra en premier.

Pertes de charge singulières au col ΔP_{SCol}

On utilise la formule de Borda-Carnot exprimant la perte de charge suite à un élargissement brusque. Le théorème de Bernoulli généralisé, ainsi que celui de la quantité de mouvement sont appliqués entre les sections Σ_2 et Σ_3 , la section Σ_3 étant celle où le jet recolle à la paroi. L'écoulement étant quasiment parallèle au point de *Vena Contracta* on peut considérer la pression P_2 constante sur toute la section Σ_2 . D'après la formule de Borda-Carnot, la perte de charge due à l'élargissement brusque est donnée par:

$$\Delta P_{SCol} = \frac{\rho}{2} (V_2 - V_3)^2 = \frac{\rho}{2H^2 e^2 C_d^2} Q^2 \quad (3)$$

Le coefficient de décharge $C_d = C_c / \left(1 - C_c \frac{e}{E}\right)$ est fonction du coefficient de contraction C_c égal au rapport de la surface S_2 de passage de la *Vena Contracta* dans la section Σ_2 sur la surface de passage du diaphragme (égale à $H.e$). Le coefficient de contraction dépend en particulier de la largeur du diaphragme, de la rugosité des parois et du débit Q . Nous verrons plus bas que, du point de vue de la turbulence, les parois peuvent être considérées comme lisses. Les valeurs classiques des coefficients de décharge sont en général autour de 0.6. En fait cette dernière valeur est valable pour des diaphragmes dont le rapport de longueur sur

diamètre hydraulique est petit devant 1, ce qui n'est pas le cas du présent diaphragme dont le rapport vaut ~ 1.2 . Selon la référence [4], ce coefficient dépend de la forme du diaphragme ainsi que de ses dimensions, du nombre de Reynolds, de la déformation du champ de vitesse au passage du col, de la rugosité ainsi que de la contraction du jet formé. Un calcul théorique est possible basé sur des grandeurs tabulées en référence [4].

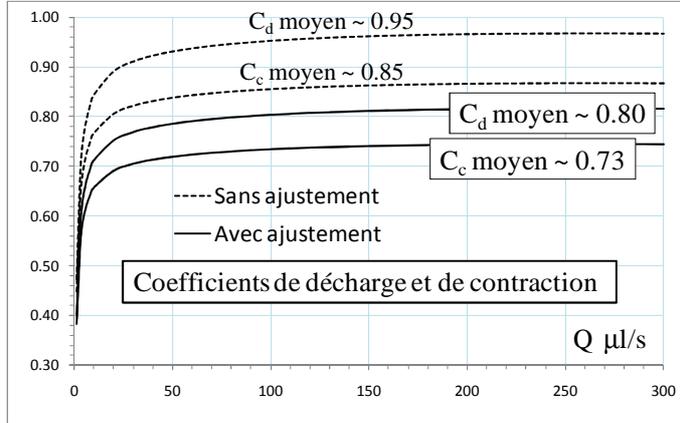


Figure 3. Evolution des coefficients C_d et C_c .

La figure 3 montre l'évolution de ces deux coefficients en fonction du débit. Pour la plage de débit considérée, au-delà de $100 \mu\text{l/s}$, il y a stabilisation des pertes de charge correspondant à une valeur moyenne de 0.95 pour le coefficient de décharge et de 0.85 pour celui de contraction. Ces dernières valeurs sont élevées par rapport à celles utilisées classiquement dans la littérature. Une valeur expérimentale moyenne de 0.8 du coefficient de décharge a été obtenue en référence [5]. On ajuste alors les courbes de

façon à obtenir une valeur moyenne de 0.8 pour le coefficient de décharge (courbes en trait plein), ce qui donne un coefficient de contraction moyen de 0.73. L'ajustement est réalisé en appliquant un coefficient multiplicatif constant. Dans la suite, les calculs théoriques sont présentés avec les courbes ajustées ou non. Il est important de remarquer que, dans le cas des diaphragmes étudiés ici, la contraction ne s'opère que dans une seule direction puisque la profondeur du canal est constante alors que les valeurs issues de [4] sont relatives à une contraction de type axisymétrique, ce qui pourrait être à l'origine d'écarts sur les valeurs du coefficient de contraction.

Pertes de charge régulières dans les canaux amont et aval ΔP_{RCan}

L'élargissement du jet étant brusque et le nombre de Reynolds étant modéré, les zones de recirculation sont peu étendues dans le canal aval. On utilisera, alors, approximativement la longueur L de ces canaux pour évaluer ces pertes de charge.

Pour la plage de débit considérée [$0, 300 \mu\text{l/s}$], le nombre de Reynolds Re_{Can} (défini de manière analogue à celui du col) dans les canaux atteint au maximum une valeur de l'ordre de 1000. De fait le régime d'écoulement dans ces canaux est toujours laminaire. Le coefficient de perte de charge est alors donné par la formule de Poiseuille $\lambda_{can} = 64k/Re_{can}$. Le coefficient k dépend du rapport de la largeur sur la longueur de la section rectangulaire du canal. Dans notre cas cette valeur valant 0.26, d'après [4], $k=1.12$. Notons que, dans le cas d'un écoulement plan ($H \gg E$), ce coefficient prend la valeur $3/2$. On obtient ainsi, en remarquant que les deux canaux totalisent une longueur de $2L$:

$$\Delta P_{RCan} = \frac{18L\mu(E+H)^2}{E^3H^3} Q \quad (4)$$

Pertes de charge régulières au col ΔP_{RCol}

Bien qu'au col, l'expérience montre qu'il peut y avoir des micro décollements issus des points d'entrée du col, on considèrera que le fluide adhère pratiquement partout sur ses parois. Comme mentionné plus haut, les deux régimes, laminaire et turbulent, sont à considérer suivant que le débit Q est inférieur ou supérieur à Q_L .

Dans le cas laminaire, une relation équivalente à (4) est obtenue, en remplaçant L par $\Delta_c/2$ et E par e . Par contre, le col ayant une section largeur sur longueur d'un rapport ~ 0.46 , le coefficient $k=1$.

Dans le cas où le régime est turbulent l'évaluation des pertes de charge se fait à l'aide de la corrélation classique de Colebrook - White faisant intervenir la variable $\sqrt{\lambda}$, ainsi que le nombre de Reynolds et la rugosité de la conduite. Le diagramme de Colebrook indique clairement que pour des nombres de Reynolds inférieurs approximativement à 5.10^3 , les courbes de pertes de charge turbulentes deviennent quasiment insensibles à la rugosité et convergent vers la courbe relative au régime turbulent lisse. Au col, la valeur maximale du nombre de Reynolds étant de 3150, le régime peut effectivement être considéré comme turbulent. Ainsi dans la plage des débits où l'écoulement au col est turbulent on utilisera la formule de Blasius pour l'évaluation du coefficient de perte de charge, à savoir: $\lambda_{TCol} = (100R_{eCol})^{-1/4}$.

On obtient ainsi:

$$\Delta P_{RCol} = \begin{cases} \frac{8\Delta_c \mu (e+H)^2}{e^3 H^3} Q & \text{si } Q < Q_L \\ \frac{1}{4\sqrt{10}\sqrt{2}} \left(\frac{\mu}{\rho} (e+H) \right)^{1/4} \frac{\Delta_c \rho (e+H)}{e^3 H^3} Q^{7/4} & \text{si } Q > Q_L \end{cases} \quad (5)$$

Remarque

La figure 4 représente en pourcentage, par rapport à la perte de charge totale, les contributions des différentes pertes de charge. Notons qu'en général, sauf pour les très faibles valeurs du débit, le terme quadratique de la relation (3), relatif aux pertes singulières dues au col, l'emporte sur les termes linéaires des relations (4) et (5) ou sur le terme en puissance 7/4. Il est remarquable de constater, que malgré la petite longueur du col, les pertes régulières générées par celui-ci sont toujours supérieures à la totalité des pertes dues aux deux canaux amont et aval.

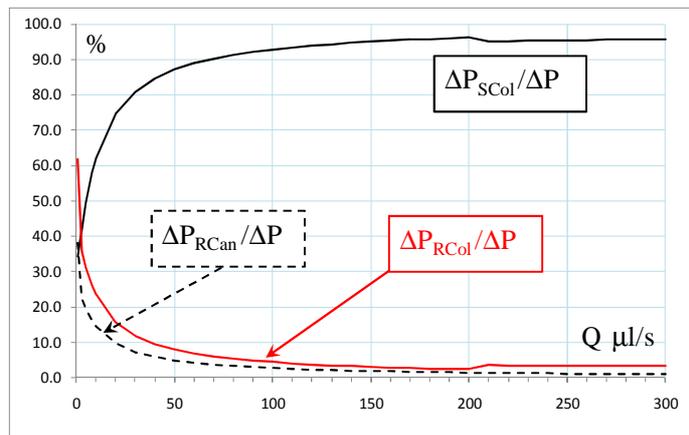
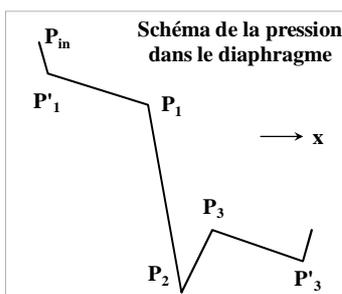


Figure 4. Contribution en % des différentes pertes de charge

Cela vient du fait que, dans le cas où l'écoulement est laminaire dans le col, le rapport de ces dernières est indépendant de Q et vaut $\Delta P_{RCol} / \Delta P_{RCan} \sim 1.6$. Dans le cas turbulent, ce même rapport varie comme $Q^{3/4}$, et le coefficient multiplicatif est assez grand pour maintenir ce rapport autour de la valeur 3. On peut conclure que les pertes de charges singulières sont rapidement prépondérantes avec l'augmentation du débit Q. Un calcul faisant intervenir uniquement les pertes singulières serait donc parfaitement justifié.

II-3-LA CAVITATION



L'évolution de la pression dans le diaphragme est schématiquement représentée par l'illustration ci-contre. Le pic de dépression P_2 est localisé au niveau de la section Σ_2 (de surface $S_2=C_c.e.H$), là où le jet sortant du col présente la contraction maximum. L'écriture du théorème de Bernoulli généralisé entre la section Σ_2 et la sortie permet d'exprimer la différence de pression:

$$P_2 - P_{out} = -\rho Q^2 / 2S_2^2 + \Delta P_{SCol} + \Delta P_{RCan} / 2 \quad (6)$$

On traduit la relation (6) en terme de coefficient de pression défini de la manière suivante:

$$C_P = \frac{P - P_{out}}{P_{in} - P_{out}} = \frac{P - P_{out}}{\Delta P} \quad (7)$$

La cavitation est susceptible d'apparaître au sein du fluide lorsque sa pression descend en dessous de la pression de vapeur saturante. Dès que la valeur minimum de pression $P_{min}=P_2$ devient inférieure à p_v , la cavitation apparaît au point de *Vena Contracta*. En introduisant le nombre de cavitation, défini par:

$$\sigma = \frac{P_{out} - p_v}{P_{in} - P_{out}} = \frac{P_{out} - p_v}{\Delta P} \quad (8)$$

la condition d'apparition de la cavitation se traduit par $\sigma + C_{Pmin} \leq 0$. Il s'agit alors de comparer σ au nombre de cavitation critique $\sigma_c = -C_{Pmin}$. Ainsi dès que la condition $\sigma \leq \sigma_c$ est remplie la cavitation apparaît dans la section contactée. En utilisant les relations (6) et (7), on obtient une expression de C_{Pmin} dépendant des pertes singulières au col, des pertes régulières dans le canal aval et de la perte de charge totale ΔP . Les relations (1) (3) (4) et (5) indiquent que, pour un fluide donné et une configuration géométrique de diaphragme fixée, le coefficient de pression au point de *Vena Contracta* et donc le nombre de cavitation critique ne dépendent que du débit Q . Par contre la relation (8) montre que le nombre de cavitation dépend du débit et de la pression en sortie, $\sigma(Q, P_{out})$, ou de la pression en entrée puisque on a $P_{in} - P_{out} = \Delta P$. En utilisant les relations précédentes, la condition d'apparition de la cavitation se traduit par l'une ou l'autre des inégalités équivalentes suivante:

$$\sigma(Q, P_{out}) \leq \sigma_c(Q) \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{out} \leq f(Q) \\ f(Q) = \sigma_c \Delta P + p_v = p_v - 9 \frac{L\mu(E+H)^2}{E^3 H^3} Q + \frac{\rho}{H^2 e E} \left(\frac{e}{2E} + \frac{1}{C_d} \right) Q^2 \end{array} \right. \quad (10)$$

Rappelons que le coefficient C_d est une fonction du débit Q et que ces inégalités ont donc été

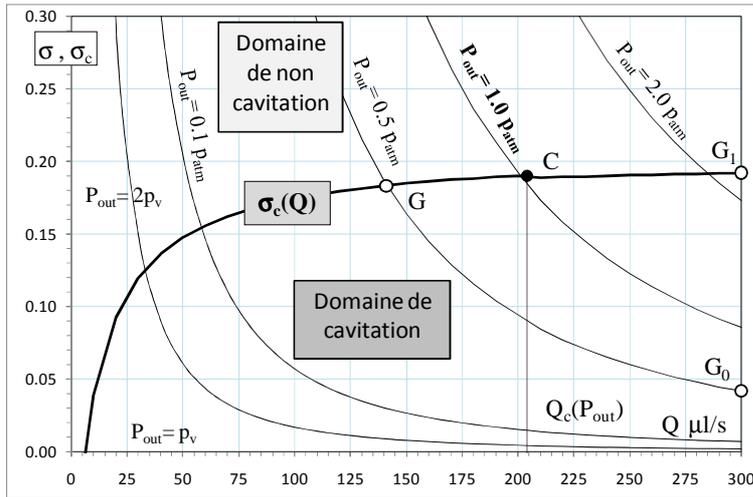
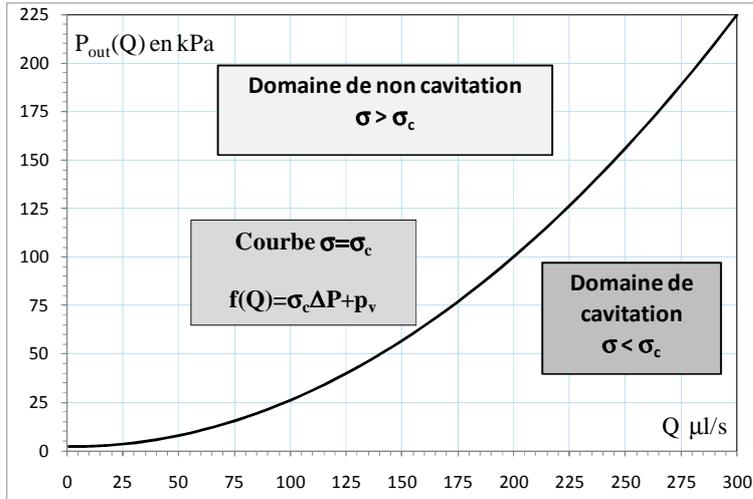


Figure 5. Domaine de cavitation, diagramme (σ, Q)

résolues numériquement. Les résultats sont présentés sur les figures 5 et 6. La relation (9) procure ainsi le domaine de cavitation dans le plan (Q, σ) , la relation (10) dans le plan (Q, P_{out}) . Ces diagrammes indiquent deux façons d'appréhender les régimes de cavitation dans un tel système. La première est de maintenir la pression en sortie constante et de faire varier le débit. Dans ce cas (figure 5), la famille des courbes σ dépendant de P_{out} , on se déplace sur une isobare P_{out} . Le point d'intersection avec la courbe $\sigma_c(Q)$ (point C par exemple) donne une valeur Q_c du débit d'apparition ou de disparition de la cavitation suivant qu'on arrive par dessus ou par dessous. A chaque valeur de P_{out} , on obtient ainsi un débit caractéristique Q_c pour lequel la cavitation se produit au point de section contractée. La relation entre P_{out} et Q_c est, de toute évidence, donnée par la courbe $f(Q)$ présentée sur la figure 6. Cette courbe indique directement, pour un

couple de point (Q, P_{out}) donné, si le système fonctionne en régime de cavitation ou pas. C'est la courbe caractéristique en cavitation du système étudié.

La deuxième façon d'appréhender les régimes de cavitation consiste à régler le débit à une



valeur fixée Q_f et de faire varier la pression en sortie (déplacement vertical sur les figures 5 et 6). Dans ce cas, les inégalités (9) et (10) deviennent évidentes et on obtient directement la pression critique de sortie pour laquelle le système fonctionne en régime de cavitation ou pas.

La figure 5 indique que le nombre de cavitation critique se stabilise à un palier de valeur constante ~ 0.19 (pour notre cas) dès que le débit Q est supérieur à $\sim 140 \mu\text{l/s}$, ce qui correspond au

Figure 6. Domaine de cavitation, diagramme (P_{out}, Q)

point G. Ainsi, pour des valeurs de pression de sortie $P_{out} > \sim 0.5 p_{atm}$, le phénomène de cavitation ne peut apparaître que dans le domaine $[GG_0G_1]$. Dans ce cas, pour cette gamme de débit, les pertes singulières sont prépondérantes devant les autres (figure 4). En ne gardant dans les relations (6) et (7), que le terme des pertes de charge singulières ΔP_{SCol} , le nombre de cavitation critique peut s'exprimer, sous forme simplifiée, par l'une des trois expressions équivalentes suivantes :

$$\sigma_c \cong \left(\frac{C_d}{C_c} \right)^2 - 1 = \left(1 + \frac{e}{E} C_d \right)^2 - 1 = \left(1 - \frac{e}{E} C_c \right)^{-2} - 1 \quad (11)$$

Le nombre de cavitation critique d'un micro-diaphragme ne dépend donc que de la dimension réduite au col e/E et du coefficient de décharge C_d ou de façon équivalente du coefficient de contraction C_c . La dépendance du paramètre de cavitation critique en fonction du débit (ou du nombre de Reynolds si l'on adopte une approche adimensionnelle) reste très modérée. La figure 3 montre en effet que le coefficient de décharge est très peu dépendant du débit sauf pour les très petits débits.

Si le terme $(e/E) C_c$ est petit, ce qui est généralement le cas lorsque la dimension réduite au col e/E est petite, la formule (11) peut être simplifiée sous la forme :

$$\sigma_c \cong 2 \frac{e}{E} C_c \quad (12)$$

En adoptant une valeur moyenne de 0.8 pour le coefficient de décharge on obtient la valeur critique 0.19 (en parfait accord avec la figure 5).

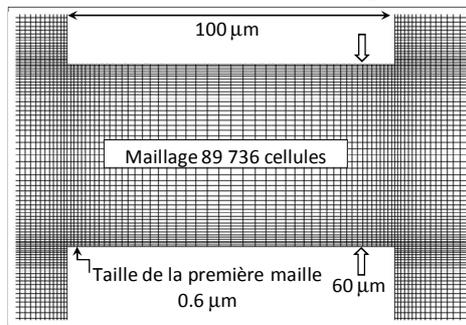
III-SIMULATION NUMERIQUE ET RESULTATS

II.1. MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT.

Afin d'étudier les différents régimes d'écoulement qui peuvent apparaître dans ces diaphragmes, des calculs RANS ont été effectués à l'aide du logiciel Fluent v6.2. Deux types de calcul sont présentés, l'un en écoulement laminaire, l'autre en écoulement turbulent utilisant le modèle classique $k-\epsilon$, (intensité turbulente de 7%). Les calculs 2D sont menés de

façon non stationnaire jusqu'à une stabilisation moyenne de la solution. Le schéma en temps est un schéma implicite du premier ordre. L'équation de quantité de mouvement est résolue à l'aide d'un schéma amont du second ordre, le couplage vitesse – pression à l'aide de la méthode classique SIMPLEC. A chaque pas de temps, une vingtaine de sous-itérations assure la convergence des résidus calculés pour la vitesse et l'équation de continuité, avec une précision relative de 5.10^{-3} . L'indépendance en temps de la valeur du débit, calculé dans plusieurs sections, est vérifiée pour chaque calcul. Les pas de temps sont poursuivis jusqu'à ce que la différence de pression ΔP entre l'entrée et la sortie du domaine devienne indépendante du temps. Pour les forts débits, cette valeur oscille légèrement autour d'une valeur moyenne, traduisant les fluctuations de l'écoulement.

Dans ce genre d'écoulement, des structures tourbillonnaires se développent dans le canal aval et, d'un point de vue numérique, migrent assez loin dans le caisson aval. Afin d'avoir la certitude que ces structures se dissipent avant d'atteindre la section de sortie, le domaine de calcul a été étendu à l'aval (figure1) jusqu'à la section S_D située à $12000\mu\text{m}$ de la section de sortie du diaphragme, la paroi S_{Wout} n'existant plus. La condition de pression constante $P_{out}=p_{atm}$ est assurée sur S_D . Vu la quasi immobilité du fluide dans le caisson amont, l'entrée du domaine de calcul est prise à la section Σ'_1 (entrée du diaphragme) sur laquelle on impose la vitesse V'_1 . Sur toutes les parois la condition d'adhérence est appliquée.



Le maillage (figure ci-contre) utilisé pour les calculs, possède environ 90000 cellules. Il a été réalisé de façon à imposer la taille de première maille aux parois du col. Afin de capturer les tourbillons lâchés par le diaphragme, le raffinement du maillage est réalisé à l'intérieur du col et dans le canal aval. Un calcul de couche limite laminaire indique, pour la plage de débit étudiée, que l'épaisseur de la couche limite, prise à $5\mu\text{m}$ de l'entrée du col, varie entre $\sim 0.3\mu\text{m}$ et $\sim 3\mu\text{m}$.

Le choix d'une taille de première maille de $0.6\mu\text{m}$ s'est avéré largement suffisante pour assurer la convergence en maillage des calculs. En effet, pour deux cas de simulation en écoulement laminaire, correspondant aux débits 60 et $280\mu\text{l/s}$, la figure 7 montre qu'il n'y a aucune différence sur la valeur de ΔP calculée avec le présent maillage et un maillage 2 fois plus fin dans les deux directions possédant environ 360000 cellules.

Le pas de temps est déterminé en fonction de la vitesse moyenne dans le col et de la taille de première maille de $0.6\mu\text{m}$. Suivant la valeur du débit, les pas de temps varient entre $0.02\mu\text{s}$ et $0.2\mu\text{s}$. En général, pour un calcul laminaire, il faut environ 3.10^5 pas de temps avant stabilisation. Le calcul turbulent est initialisé à l'aide des résultats du calcul laminaire ainsi convergé. Environ 2.10^5 pas de temps supplémentaires sont nécessaires pour assurer la convergence du calcul turbulent.

II.2. RESULTATS ET COMPARAISONS.

La figure 7 présente une comparaison entre les pertes de charge calculées et mesurées. Notons que, pour les débits supérieurs à $180\mu\text{l/s}$, l'expérience a montré que le régime d'écoulement est cavitant. La comparaison avec le calcul non cavitant mené ici doit donc être limitée à ce débit de $180\mu\text{l/s}$.

Les point expérimentaux sont encadrés par les deux courbes théoriques, avec et sans ajustement, qui correspondent à deux valeurs différentes du coefficient de décharge moyen 0.8 et 0.95 comme expliqué au paragraphe II.2. Les points du calcul RANS en écoulement laminaire sont nettement séparés des autres au-delà d'un débit de $200\mu\text{l/s}$. Par contre, en

écoulement turbulent, les points sont plus proches des points expérimentaux et exactement confondus avec la courbe théorique ajustée.

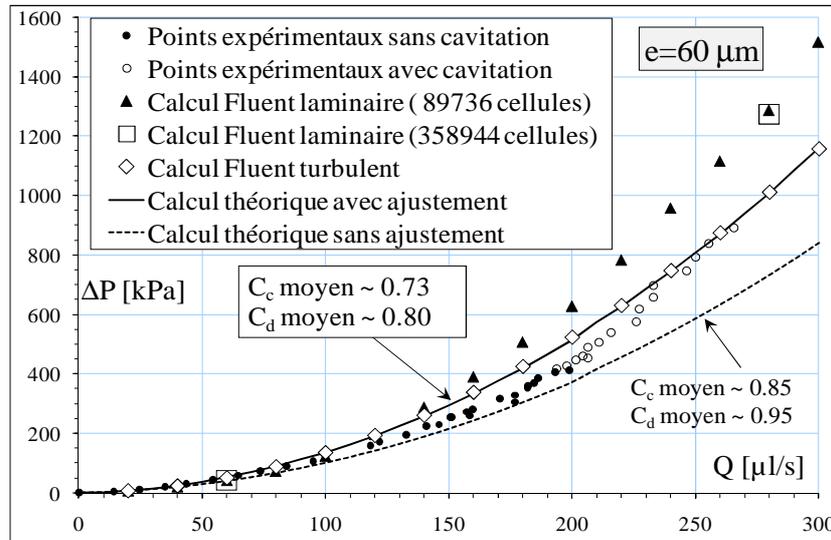
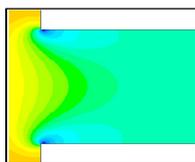


Figure 7. Perte de charge totale en fonction du débit. Comparaison calculs et expériences

La figure 8 donne les champs de pression [coefficient de pression, relation(7)] et de vitesse obtenus par le calcul, pour 3 valeurs du débit, en écoulement laminaire et turbulent. Le calcul laminaire permet d'identifier deux types de dynamique du jet sortant du diaphragme: un jet très stable pour les petits débits (figure 8.a1) et un jet fluctuant pour les débits plus élevés (figures 8.b1 & c1). Pour les petites valeurs du débit, le jet reste très lisse et se colle aléatoirement sur l'une ou l'autre des parois du canal aval. Quand le débit augmente, à cause des instabilités fortement non stationnaires, le jet se scinde en plusieurs structures tourbillonnaires. Dans le cas du calcul turbulent, quelle que soit la valeur du débit, le jet demeure cohérent en moyenne, la distinction des deux types précédents n'existant plus du fait de la procédure de moyennée adoptée dans la formulation RANS (figures 8.a2, b2 & c2). Par comparaison des figures 8.b1 & b2, ainsi que c1 & c2, il est à noter que, dans le cas du régime turbulent, les recirculations du fluide à l'aval du col, ont un mouvement très lent, alors que dans le cas du régime laminaire, ces dernières deviennent importantes. De fait, les pertes de charge augmentent. Ce comportement est mis en évidence par les courbes de perte de charge laminaire et turbulente de la figure 7, indiquant une intersection autour de la valeur du débit de 140 $\mu\text{l/s}$. Les pertes de charge calculées en laminaire sont inférieures aux pertes de charge en régime turbulent en dessous de ce débit et deviennent supérieures au-dessus.

Bien que les calculs RANS ne prennent pas en compte la cavitation, l'observation des champs de pression sur la figure 8 permet de localiser les régions du fluide où la cavitation est susceptible d'apparaître. Les régions de basse pression, telle que $P < p_v$ (ou $C_{pmin} < -\sigma$) sont potentiellement des zones à haut risque d'apparition de la cavitation.



Dans tous les cas et pour tous les régimes étudiés, une toute petite région localisée aux deux coins d'entrée du diaphragme est le siège des très basses pressions (cf figure ci-contre), ce qui introduit de la micro cavitation. Il est donc très vraisemblable qu'une micro-cavitation se développe à l'entrée même du diaphragme qui pourrait être la source de germes de cavitation.

Dans le cas des hauts débits, des régions de basse pression sont observées dans le canal aval, là où les tourbillons lâchés par le diaphragme sont les plus intenses. On observe que le phénomène de cavitation est toujours plus intense en régime laminaire, les poches de vapeur étant réparties presque partout dans le canal. Par contre en régime turbulent, les poches de vapeur sont piégées dans les zones de recirculation, dans la partie inférieure ou supérieure et cela de façon aléatoire (comme mentionné expérimentalement en référence [5]).

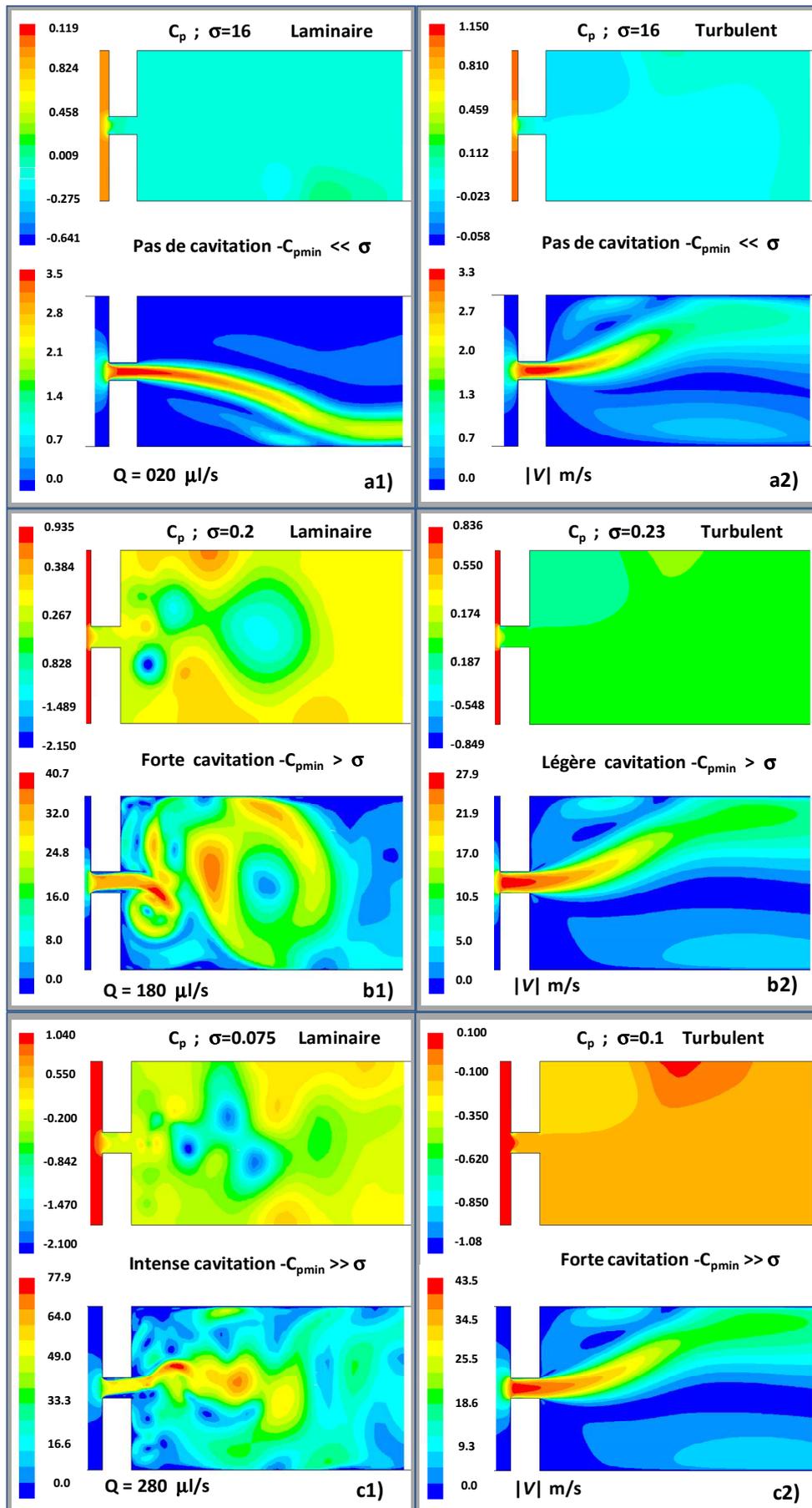


Figure 8. Champ de pression et de vitesse pour 3 valeurs du débit

D'autre part, à l'entrée du diaphragme, le fluide décolle, ce qui provoque une contraction du jet à l'intérieur même du diaphragme (figures 8) qui se prolonge au delà de sa section de sortie Σ_2 . Dans cette section, les vitesses maximales sont concentrées dans le cœur du jet, la vitesse diminuant très fortement à l'extérieur de ce cœur. La quasi-totalité du débit passe par la section contractée. Le calcul, laminaire comme turbulent, montre que 99% du débit passe dans une section de 52 μm de largeur environ à comparer aux 60 μm de largeur du col. Le calcul numérique permet donc d'estimer la valeur du coefficient de contraction $C_c \sim 0.85$, valeur cohérente avec celle obtenue en partie I.

IV. CONCLUSIONS

Cette étude montre que la valeur critique σ_c du paramètre de cavitation d'un micro-diaphragme défini par $\sigma = (P_{out} - p_v)/(P_{in} - P_{out})$ est donnée par la relation $\sigma_c \cong 2(e/E)C_c$. Cette condition traduit que la pression dans la section contractée du jet issue du diaphragme est égale à la pression de vapeur saturante du liquide. Le paramètre de cavitation critique dépend donc essentiellement du coefficient de contraction C_c et de la dimension réduite au col e/E . Le coefficient de contraction peut être estimé à partir de corrélations classiques ou de simulations numériques comme le montre la présente étude.

Les simulations réalisées en conditions non cavitantes et en régime laminaire ont également permis d'appréhender la structure instationnaire de l'écoulement. Elles montrent le développement de plus en plus important d'instabilités sous la forme de structures tourbillonnaires lorsque le débit, et donc le nombre de Reynolds, augmentent. Deux régimes principaux d'écoulement sont mis en évidence. A faible débit, le jet reste cohérent à la sortie du diaphragme et on observe le recollement de l'écoulement sur une paroi ou l'autre du diaphragme. A fort débit, des structures tourbillonnaires se développent dès la sortie du diaphragme ; le jet est fortement instationnaire et se met à battre plus ou moins régulièrement entre les deux parois latérales.

Les diverses estimations de perte de charge obtenues dans ce travail sont comparées à des mesures obtenues avec un diaphragme de 60 μm de largeur et 100 μm de longueur réalisé dans un canal de 500 μm de largeur. Les résultats de simulations seront prochainement comparés aux visualisations de cavitation qui permettent d'appréhender expérimentalement la structure générale des écoulements à divers débits. Les mesures du paramètre de cavitation critique correspondant à l'apparition ou à la disparition de la cavitation seront également comparées aux prédictions issues de l'analyse théorique et des simulations numériques présentées ici.

Références

- [1] Mishra C., Peles Y. (2005). "Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel". *Phys. Fluids*, 17, 013601.
- [2] Mishra C., Peles Y. (2005). "Flow visualization of cavitating flows through a rectangular slot micro-orifice in a microchannel". *Phys. Fluids*, 17, 113602.
- [3] Mishra C., Peles Y. (2006). "An experimental investigation of hydrodynamic cavitation in micro-Venturis". *Phys. Fluids*, 18, 103603.
- [4] Idel'Chik I.E. (1986). "Memento des pertes de charge". Eyrolles.
- [5] Medrano M., Franc J.P., Pellone C., Ayela F. (2010). "Cavitation in microchannels". 2nd European Conference on Microfluidics, Toulouse, 8-10, December.