

7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

Mesure d'épaisseur de jet rentrant en cavitation par poche par une technique ultrasonore

D. Auchère, M. Callenaere, J.P. Franc, J.M. Michel

Laboratoire de Ecoulements Géophysiques et Industriels

BP 53 - 38041 Grenoble Cedex 9

Tél. 04 76 82 50 35

Fax 04 76 82 52 71

E-mail : Jean-Pierre.Franc@hmg.inpg.fr

Abstract

La cavitation de poches pulsantes est susceptible d'entraîner, pour les propulseurs des bâtiments navals, une dégradation des performances et l'apparition d'érosion et de fréquences néfastes. Il est donc nécessaire d'analyser les mécanismes de déstabilisation des poches qui conduisent éventuellement à leur pulsation et au lâcher de la cavité.

La naissance des lâchers périodiques de poches est essentiellement due à la présence d'un jet rentrant. Notre étude, s'appuyant sur une configuration de type marche descendante vers l'aval, a montré que ce jet rentrant existe lorsqu'il y a un gradient adverse de pression important en fermeture de poche. A partir de films rapides et de mesures ultrasonores, il a été possible de déterminer des caractéristiques de ce jet rentrant, à savoir sa vitesse lors de sa remontée et son épaisseur. Suivant l'épaisseur de la cavité, deux types de comportements ont été observés. Pour les poches épaisses, le jet rentrant donne naissance à des lâchers périodiques alors que pour les cavités fines, la longueur de poche reste sensiblement constante. Les mesures d'épaisseur de jet rentrant sont comparées aux valeurs obtenues à partir d'un modèle simplifié tenant compte de l'influence du gradient adverse de pression.

For propellers, self-pulsating cavities can generate a reduction of performances and the onset of erosion and critical frequencies. It is necessary to analyse the mechanisms of cavities destabilization which possibly lead to the pulsation and shedding of the cavity.

The occurrence of periodic shedding of cavities is essentially due to the presence of a re-entrant jet. Our experiments have showed that a re-entrant jet exists when the adverse pressure gradient is high enough at cavity closure. Using rapid cinematography and ultrasonic measurements, it has been possible to determine the characteristics of this re-entrant jet, its upstream velocity and its thickness. According to the cavity thickness, two different patterns have been observed. For thick cavities, the re-entrant jet leads to periodic shedding whereas for thin enough cavities, the cavity length is almost constant. The measurements of the re-entrant jet thickness are compared to the values obtained with a simple model which takes into account the adverse pressure gradient.

NOMENCLATURE

c	Célérité du son	m/s	S_1	Section d'entrée (cf. Fig. 1)	m^2
d	Épaisseur de la cavité	m	T	Période	s
e	Distance entre le nez elliptique et la plaque de confinement	m	U_d	Vitesse débitante	m/s
h	Hauteur de marche	m	U_e	Vitesse moyenne d'entrée dans le canal inférieur	m/s
l	Longueur de cavité	m	U'_e	Vitesse moyenne d'entrée dans le canal supérieur	m/s
P_r	Pression de référence	Pa	α	Inclinaison du divergent	degrés
P_v	Pression de vapeur de l'eau	Pa	ρ	Masse volumique	kg/m^3
S_e	Section d'entrée du canal inférieur	m^2	σ	Paramètre de cavitation	$\frac{2(P_r - P_v)}{\rho U_d^2}$
S'_e	Section d'entrée du canal supérieur	m^2	δ	Épaisseur du jet rentrant	m

1 Introduction

Ce travail s'inscrit dans le cadre des recherches sur la cavitation par poches instationnaires financées par la DGA. Il a deux objectifs :

- préciser les conditions de déstabilisation des poches de cavitation ;
- analyser aussi finement que possible les caractéristiques des poches pulsantes.

On s'intéresse aux poches de cavitation instationnaires et plus particulièrement au développement du jet rentrant dans la zone de fermeture de la cavité. Cette notion de jet rentrant fut introduite d'un point de vue théorique par Gilbarg *et al.* [6] en 1950. Knapp *et al.* [8] ont fourni une description assez complète des poches de cavitation partielle. Ils introduisirent le caractère souvent cyclique des poches de cavitation partielle formées sur des profils d'aile, qui s'accompagnent de lâchers de fractions de poches se transformant en nuages de bulles. L'étude expérimentale de Furness et Hutton [5] décrit le même phénomène pour une géométrie de type convergent-divergent, facilitant son observation ; un modèle numérique est développé avec suivi de l'interface du jet rentrant jusqu'à son intersection avec l'interface à l'amont de la cavité, ce qui fournit un mécanisme plausible de formation des lâchers de poches à l'aval. Kubota *et al.* [9] et Avellan *et al.* [1] ont utilisé l'anémométrie laser et l'échantillonnage conditionnel pour étudier le déversement des grosses structures de vapeur dans le sillage de la poche. Ils tirent comme conclusion que le lâcher de poches est dû à la transition à la turbulence et à la croissance des instabilités d'interface plutôt qu'au jet rentrant. L'étude de Le *et al.* [11] sur un profil plan circulaire a permis d'obtenir une représentation des divers régimes de cavitation à poche accrochée au bord d'attaque dans le plan rapporté aux deux paramètres : incidence et paramètre de cavitation.

La configuration de l'étude est une marche descendante vers l'aval en domaine confiné. Cela permet d'obtenir différents régimes de cavitation pour différentes épaisseurs et longueurs de poches. Pour certains régimes de cavitation, il a été possible d'observer le développement du jet rentrant. Sa vitesse a été obtenue à partir de films rapides et son épaisseur a été mesurée au moyen de sondes à ultrasons. Quelques études relatives aux poches de cavitation partielles ont été menées pour mieux définir le jet rentrant (son développement, sa vitesse et son épaisseur). De Lange *et al.* [3] ont étudié le déplacement du jet rentrant sur un profil d'aile, ils ont également développé une simulation numérique [4] montrant la remontée du jet rentrant vers le bord d'attaque. Kawanami *et al.* [7] ont étudié l'influence du jet rentrant sur les lâchers de poches. Ils ont montré que le fait de bloquer le jet rentrant, en plaçant une barrière sur l'extrados d'un profil, a pour conséquence l'arrêt des lâchers de poches. Pham *et al.* [13] ont déterminé la vitesse du jet rentrant en utilisant des sondes à impédances. Stutz *et al.* [14] ont déterminé l'épaisseur du jet rentrant au moyen de sondes optiques pour une configuration de type venturi.

2 Moyens d'essais

2.1 La veine d'essai

Les essais concernant les mesures d'épaisseur de jet rentrant ont été menés sur la veine en charge du tunnel hydrodynamique du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de l'Institut de

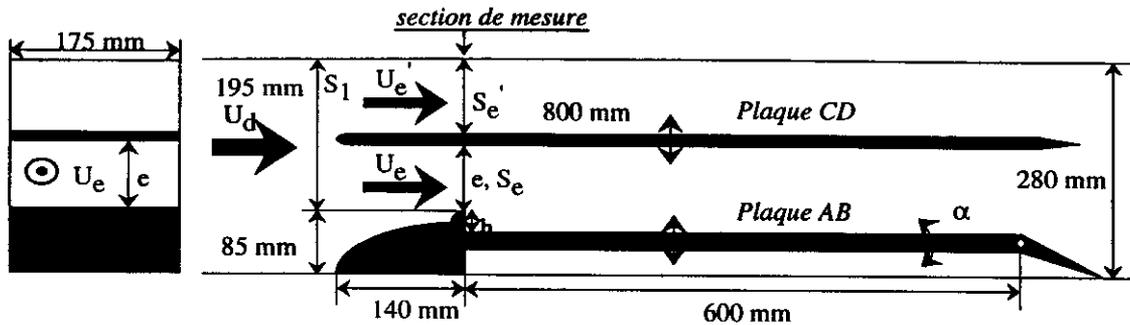


Figure 1: Configuration d'étude.

Mécanique de Grenoble (L. Briançon-Marjollet et J.M. Michel [2]). La veine a pour largeur 175 mm et pour hauteur 280 mm. La vitesse débitante dans cette section peut varier de 3 à 14 m/s. Le paramètre de cavitation, σ , peut être abaissé jusqu'à 0,07.

La configuration de la veine est représentée sur la figure 1. Elle est constituée d'un nez en quart d'ellipse, surmonté d'un petit obstacle en forme de quart de cercle de rayon 15 mm. L'ajout de cet obstacle a pour effet de créer un point d'arrêt, permettant de relaminariser l'écoulement en début de poche. Le nez est suivi d'une plaque plane AB pouvant se mouvoir verticalement et être inclinée d'un angle α , $0^\circ < \alpha < 4,2^\circ$. L'ensemble crée une configuration de type marche divergente.

Par rapport à la configuration classique de type convergent-divergent telle que celle qui a été étudiée par Furness et Hutton [5], la configuration adoptée ici présente deux paramètres de réglages :

- l'angle du divergent, qui permet de contrôler, dans une certaine mesure, le gradient adverse de pression ;
- la hauteur de marche, qui permet de fixer l'épaisseur de la poche (ceci ne peut pas être fait avec un profil d'aile).

La configuration en marche divergente est non seulement adaptée à l'analyse des régimes de cavités pulsantes, mais l'existence de ces deux degrés de liberté permet de balayer un grand nombre de conditions de fonctionnement, et ainsi d'analyser les conditions critiques de déstabilisation des poches, ce qu'une géométrie figée convergent-divergent ne permet pas.

Lors de notre étude, il s'est avéré que la répartition de pression en paroi joue un rôle fondamental dans le développement de l'écoulement adverse du jet rentrant, inhérent aux pulsations périodiques naturelles des poches de cavitation (cf. Le *et al.* [11]). En effet, dans le cas des profils, un gradient adverse de pression important lié au pic de dépression de bord d'attaque existe pour des incidences même modérées alors que la géométrie de marche adoptée pour cette étude conduit, en l'absence de tout confinement, à des gradients adverses bien inférieurs, même pour l'angle maximal de divergence de $4,2^\circ$. C'est pourquoi, une plaque, mobile verticalement, est placée au dessus du profil. Cette plaque CD, qui introduit un troisième degré de liberté, assure un confinement de l'écoulement et permet ainsi d'augmenter le gradient adverse de pression.

2.2 Les différents paramètres

Les différents paramètres peuvent être classés en deux groupes. Le premier concerne les paramètres qui caractérisent la configuration :

- l'inclinaison de la plaque AB, α ;
- la hauteur de marche, h ;
- le degré de confinement, e , qui représente la distance entre le nez elliptique et la plaque CD.

Le deuxième groupe concerne les paramètres qui définissent l'écoulement :

- la vitesse débitante, U_d , calculée sur la base du débit et de la section d'entrée S_1 ($S_1 = S_e + S'_e$) ;

- le paramètre de cavitation calculé avec la vitesse débitante au point de référence choisi au milieu de cette même section :

$$\sigma = \frac{P_r - P_v}{\frac{1}{2}\rho U_d^2} \quad (1)$$

où $P_r = P_{am} + \frac{1}{2}\rho V_{am}^2 - \frac{1}{2}\rho U_d^2 + \rho g(Z_{am} - Z_r)$ (P_{am} et V_{am} sont respectivement la pression et la vitesse moyenne à l'amont du convergent, $Z_{am} - Z_r$ est la différence de cote entre le point de mesure de la pression amont et le point de référence) ;

- la vitesse d'entrée, U_e , qui est la vitesse moyenne de l'écoulement passant entre le nez et la plaque de confinement, et qui est mesurée par anémométrie laser.

2.3 Méthode de mesure

2.3.1 Instrumentation

Pour mesurer l'épaisseur de jet rentrant, nous avons opté pour une technique ultrasonore. La sonde, utilisée comme émetteur-récepteur, est placée en paroi comme on peut le voir sur la figure 2 qui est un agrandissement de la zone de mesure. La sonde est placée à une distance de 65 mm du bord d'attaque de la plaque. Deux sondes PANAMETRICS ont été utilisées : la première (réf. V306-SU) émet un train d'impulsions ultrasonores à la fréquence de 2,25 MHz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 0,67 mm dans l'eau, alors que la seconde émet à la fréquence de 10 MHz (longueur d'onde de 0,15 mm dans l'eau).

Un boîtier de synchronisation permet de déclencher un appareil photo numérique et simultanément l'émission d'un train d'ondes. Le déclenchement peut se faire manuellement ou à partir d'un capteur de pression (modèle PCB H111A21, SN 7335), placé à une distance de 100 mm du bord d'attaque de la plaque. De plus, un système de retard variable permet de balayer l'ensemble d'un cycle lorsque le phénomène est périodique.

L'utilisation de l'appareil photo numérique permet d'acquérir l'image de la cavité lors de la mesure. Cette image donne différentes informations telles que : l'état de la cavité à l'instant de la mesure, la présence ou non du jet rentrant. Cela permet également de contrôler la validité des mesures et le cas échéant d'écarter les mesures aberrantes liées à un défaut de périodicité ou de déclenchement.

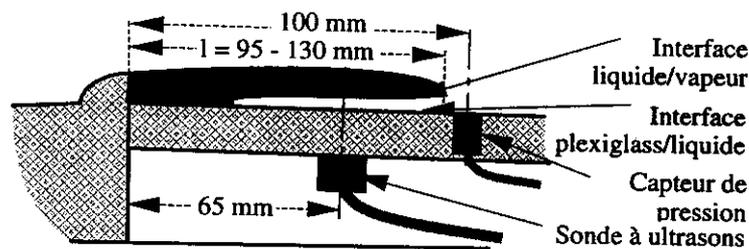


Figure 2: Agrandissement de la zone de mesure.

2.3.2 Principe de la méthode ultrasonore

La sonde à ultrasons émet un train d'ondes à une fréquence de 2,25 MHz (ou 10 MHz, suivant la sonde utilisée) et reçoit les échos des différentes interfaces. Le premier écho est dû à l'interface entre la plaque et le jet rentrant, le deuxième à l'interface entre le jet rentrant et la cavité (cf. figure 2). En déterminant le temps, Δt , entre les deux échos, on peut déterminer l'épaisseur, δ , du jet rentrant par la relation (où c est la vitesse du son dans l'eau.) :

$$\delta = \frac{c\Delta t}{2} \quad (2)$$

2.4 Déclenchement de la sonde à ultrasons

L'émission d'un train d'ondes peut se faire de deux façons différentes suivant que le régime de cavitation est périodique ou non :

- pour un régime périodique, l'émission d'un train d'ondes est déclenchée à partir du signal de pression ; il y a acquisition de l'écho du signal émis et d'une photographie permettant d'observer l'état

de la poche ; de plus, un système de retard permet de balayer l'ensemble du cycle et de faire des mesures tout au long de la période ;

- pour un régime non périodique ou non cavitant, le déclenchement ne peut plus être fait à partir du signal de pression ; l'envoi d'un train d'ondes se fait alors de façon aléatoire ; il suffit de ne conserver que les signaux présentant un écho dû à l'interface jet rentrant-cavité.

3 Les différents régimes

3.1 Les différents régimes de cavitation pour la marche descendante

La première phase de l'étude a permis d'obtenir une vue globale sur les différents régimes de fonctionnement des cavités partielles. Cela a été fait au moyen d'un éclairage stroboscopique. La figure 3 montre le résultat obtenu pour un confinement de 20 mm et une incidence de $4,2^\circ$. On y trouve les différents régimes en fonction de la hauteur de marche, h , et du paramètre de cavitation, σ . On peut y distinguer un domaine de lâchers de poches périodiques à partir d'une hauteur de marche de l'ordre de 3 mm et pour un paramètre de cavitation compris entre 4,25 et 2. On verra au paragraphe 4 que le mécanisme de lâcher est dû à la coupure provoquée par le jet rentrant lorsque celui-ci est proche du bord d'attaque.

Ce domaine de lâchers périodiques est entouré d'un domaine de transition qui se manifeste par des lâchers occasionnels de grosses cavités et des trains limités de lâchers périodiques. Au delà du régime de transition, on distingue quatre régimes :

- pour les faibles hauteurs de marche ($h < 3 \text{ mm}$) et pour un paramètre de cavitation supérieur à 2,25 (domaine II), on constate des lâchers de petites cavités provenant de la poche ; ces petites cavités sont entraînées dans l'écoulement et viennent alimenter les structures en forme de fer à cheval (ce type de cavitation sera plus détaillé au paragraphe 4.3) ;
- pour des hauteurs de marche du même ordre de grandeur ($h < 3 \text{ mm}$) mais pour des valeurs du paramètre de cavitation plus faibles (domaine III), on obtient de longues cavités dont la fermeture est située dans une zone de faible gradient de pression ; la longueur des cavités est donc très sensible aux moindres fluctuations de l'écoulement, ce qui explique l'instabilité de ce régime un peu particulier : on constate un mouvement oscillatoire de la poche, sans de réel lâcher de grosses cavités ; ce phénomène est dit de pompage, il est vraisemblablement dû au couplage de notre section d'essai avec l'ensemble du circuit ;
- pour de petits nombres de cavitation et des hauteurs de marche assez grandes ($6 < h < 14 \text{ mm}$) (domaine IV), on obtient des lâchers non périodiques de fractions assez importantes de la poche ;

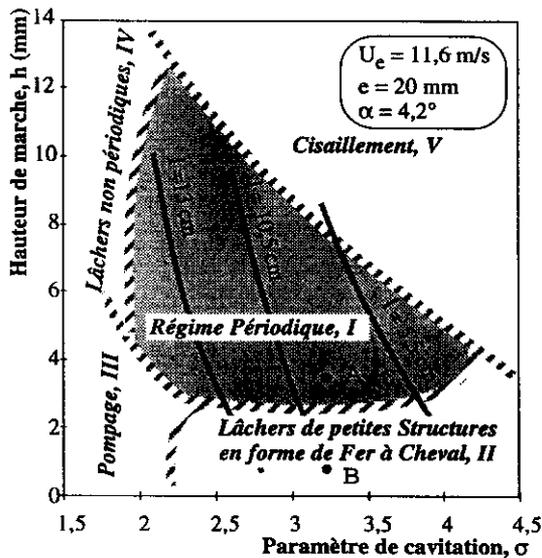


Figure 3: Régimes de fonctionnement des cavités partielles.

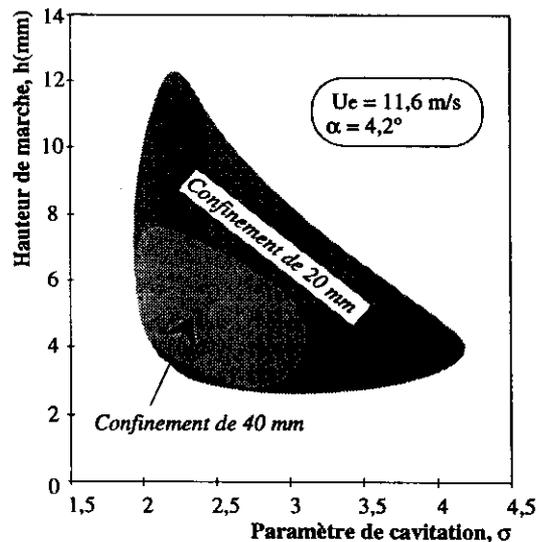


Figure 4: Influence du confinement sur le régime périodique.

- pour des hauteurs de marche plus importantes ou des grandes valeurs du paramètre de cavitation (domaine V), il apparaît un régime de cisaillement au niveau du bord d'attaque ; la cavité qui se forme dans cette zone cisillée est constituée d'un agrégat de petites bulles et n'est plus une poche constituée uniquement de vapeur.

3.2 Influence du confinement sur le régime périodique

La présence d'une plaque au dessus du profil permet de modifier le confinement puisqu'il est possible de changer la distance entre cette plaque et le profil. Comme on l'a vu au paragraphe 2.1, le confinement joue un rôle décisif sur le gradient de pression (plus e est petit, plus le gradient de pression est important) et donc sur le développement des lâchers périodiques. En effet, on constate que pour un confinement de 60 mm le domaine périodique est pratiquement inexistant. La figure 4 montre la superposition des domaines périodiques pour deux confinements (20 et 40 mm). On observe une diminution de la zone périodique lorsque le confinement diminue, c'est-à-dire lorsque e augmente.

4 Description du jet rentrant

4.1 Principe

La figure 5 permet de schématiser grossièrement le jet rentrant et son développement. Au niveau de la fermeture de la poche de cavitation, le fluide doit recoller à la paroi. Si l'on considère l'écoulement proche de la cavité comme un jet qui vient frapper la paroi, au niveau de l'impact (point I) ce jet se divise en deux : une partie du jet permet de recoller le fluide à la paroi, alors que l'autre partie donne naissance à un jet rentrant dans la cavité. Le liquide qui entre sous la cavité doit être évacué. On verra dans les paragraphes 4.2 et 4.3 comment le fluide peut s'échapper.

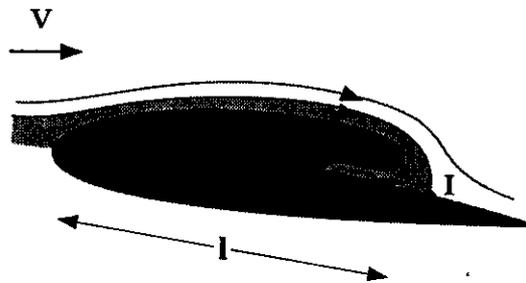


Figure 5: Développement du jet rentrant.

4.2 Cas du régime pulsant

La figure 6 retrace l'évolution d'une poche en vue de dessus pendant une période. Ces photographies ont été extraites d'un film rapide. Cette vue ne permet d'observer que la partie centrale du canal sur un peu plus de la moitié de sa largeur. Les conditions expérimentales sont les suivantes : une hauteur de marche de 3,6 mm, un confinement de 20 mm, une incidence de $4,2^\circ$, une vitesse d'entrée de 11,55 m/s et un paramètre de cavitation de 3,21. Dans ces conditions, le point de fonctionnement (point A sur la figure 3) se situe dans le domaine de lâchers périodiques avec une période T de 35 ms, ce qui donne un nombre de Strouhal de 0,25.

Entre les instants $t = 0,42T$ et $t = 0,73T$, on peut distinguer la remontée d'une ligne transverse, qu'on identifie au front du jet rentrant. Dans ce cas, le temps de la remontée est de l'ordre d'un tiers de la période. Mais, en moyenne la durée de la remontée jusqu'au bord d'attaque est de 0,4 fois la période.

A partir des films rapides, on peut déterminer l'évolution de la cavité pendant une période : durant la remontée du jet rentrant, la poche n'a pas encore atteint sa longueur maximale (qui est de l'ordre de 100 mm) ; le déplacement du jet rentrant peut être considéré comme linéaire en fonction du temps, ce qui fournit une vitesse moyenne de 0,47 fois la vitesse d'entrée ; lorsque le jet rentrant arrive au niveau du bord d'attaque, il coupe la cavité ; elle est entraînée dans l'écoulement et une nouvelle poche se forme, la durée de croissance de la poche est de l'ordre de 0,8 à 0,9 fois la période.

4.3 Cas du régime non pulsant

Comme pour le cas précédent, une étude visuelle du régime de lâchers de poches non périodiques a été effectuée. Cela concerne les poches du domaine II de la figure 3 (petites hauteurs de marche et grandes valeurs du paramètre de cavitation). La cavité est caractérisée par :

- sa longueur est constante ;

- des petits fragments de poche sont évacués dans l'écoulement ;
- un jet rentrant est présent et sa remontée est périodique.

La figure 7 retrace l'évolution d'une telle cavité. Les conditions expérimentales sont : une hauteur de marche de 0,8 mm, un confinement de 20 mm, une incidence de $4,2^\circ$, une vitesse d'entrée de 11,55 m/s et un paramètre de cavitation de 3,21. Dans ces conditions, le point de fonctionnement (point B sur la figure 3) se situe dans le domaine de lâchers de structures en forme de fer à cheval.

Sur la figure 7, on constate comme dans le cas précédent une ligne transverse, c'est-à-dire un jet rentrant, il est périodique et la période vaut en moyenne 38 ms. Cependant, on n'observe pas, comme pour le cas pulsant, un lâcher total de la cavité, seuls quelques fragments de la poche sont entraînés dans l'écoulement. Ce mécanisme s'explique par le fait que la hauteur de marche étant petite, l'épaisseur de la cavité l'est également. Ceci entraîne une perturbation, due à la remontée du jet rentrant, plus marquée au niveau de l'interface. Le jet rentrant va donc rencontrer les rugosités de la cavité en différents endroits et de petites parties de la cavité sont alors entraînées dans l'écoulement. Ces lâchers viennent ensuite alimenter les structures en forme de fer à cheval.

Comme pour le cas pulsant, la remontée du jet rentrant peut être considérée comme linéaire, elle s'effectue pendant un temps égal à 0,7 fois la période du jet et la vitesse moyenne du jet rentrant est de 0,32 fois la vitesse d'entrée.

4.4 Synthèse

Les deux régimes de lâchers de poches périodiques et non périodiques sont caractérisés par la présence d'un jet rentrant au comportement périodique et avec des périodes voisines. Pour ce qui est de la vitesse de la remontée du jet rentrant, on remarque qu'elle est légèrement inférieure dans le cas des cavités minces. D'autres mesures de vitesse du jet rentrant pour des poches de même longueur montrent que pour des cavités plus épaisses, la vitesse de la remontée du jet rentrant est plus grande.

L'évacuation du débit introduit par le jet rentrant se fait de deux façons différentes :

- pour le cas des lâchers de poches périodiques, le liquide est évacué lorsque le jet coupe la cavité au niveau du bord d'attaque ;
- pour le cas des lâchers de poches non périodiques, le jet rentrant ne coupe pas complètement la poche au niveau du bord d'attaque, mais en de multiples endroits, ceci permettant au débit de s'échapper de manière presque continue.

5 Principe du traitement des ultrasons

5.1 Traitement des mesures

La figure 8 montre le principe du traitement des signaux. En faisant la différence entre le signal en régime cavitant et le signal en régime non cavitant, il est possible d'extraire l'écho de l'interface entre le jet rentrant et la cavité (si le jet rentrant est présent). On effectue une intercorrélation entre ce signal différence et le signal non cavitant (il représente l'écho de l'interface entre la plaque et le jet rentrant). A partir de l'intercorrélation, on obtient deux paramètres : la valeur maximale du coefficient d'intercorrélation et le temps, Δt , utilisé dans l'équation (2). Pour chaque configuration, une centaine de mesures sont effectuées, une valeur moyenne ainsi qu'un écart type sont calculés avec les mesures dont le coefficient d'intercorrélation est supérieur à 0,5. Les mesures ayant un coefficient inférieur à cette valeur critique sont rejetées. La figure 8 montre les signaux d'intercorrélation lorsqu'il y a ou non présence d'un jet rentrant.

5.2 Adimensionnalisation de l'épaisseur du jet rentrant

On a choisi de prendre comme grandeur caractéristique l'épaisseur de la poche, d . Cette grandeur est obtenue selon le principe de la tranche laser réduite à une ligne verticale. Au moyen d'un laser, il est possible d'obtenir un point lumineux au niveau de l'interface entre le fluide et la cavité. Il suffit alors de photographier la configuration cavitante et de lui superposer la photographie de la configuration non cavitante. On obtient ainsi l'épaisseur de la poche.

Toutes les mesures de l'épaisseur de la cavité sont effectuées en plaçant le faisceau laser au dessus de la

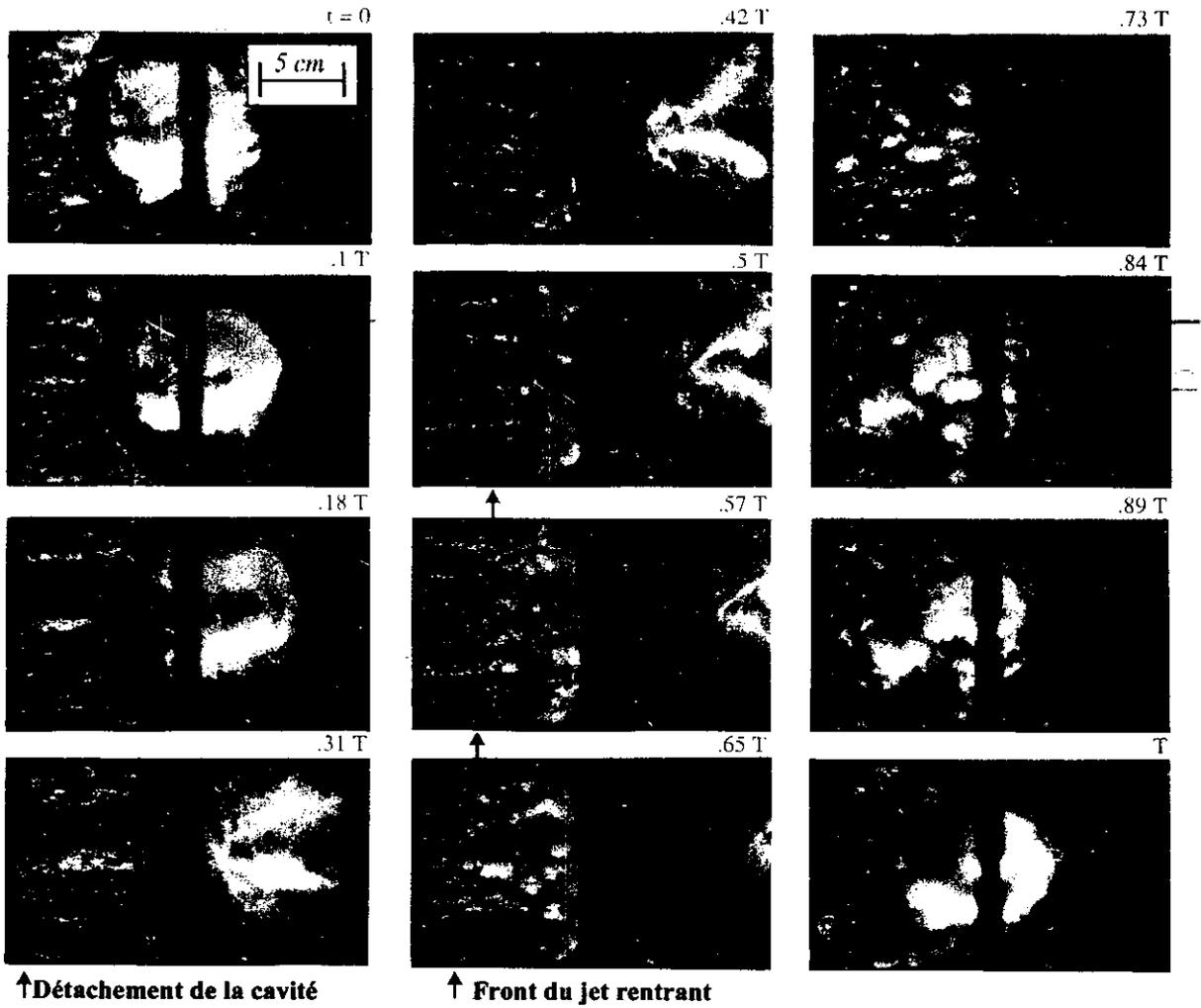


Figure 6: Evolution temporelle des lâchers de poches dans le sillage d'une marche (domaine I)
 $U_e = 11,6 \text{ m/s}$, $\alpha = 4,2^\circ$, $\sigma = 3,21$, $e = 20 \text{ mm}$, $h = 3,6 \text{ mm}$, $T = 35 \text{ ms}$.

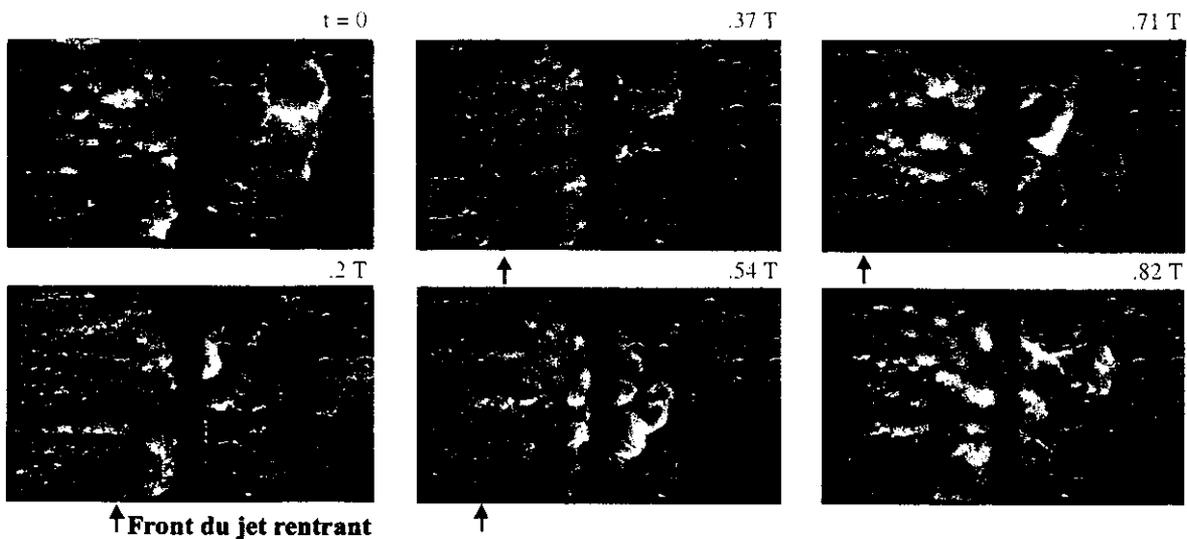


Figure 7: Evolution temporelle de la cavité en régime non périodique de lâchers de poches (domaine II)
 $U_e = 11,6 \text{ m/s}$, $\alpha = 4,2^\circ$, $\sigma = 3,21$, $e = 20 \text{ mm}$, $h = 0,8 \text{ mm}$, $T = 36,4 \text{ ms}$.

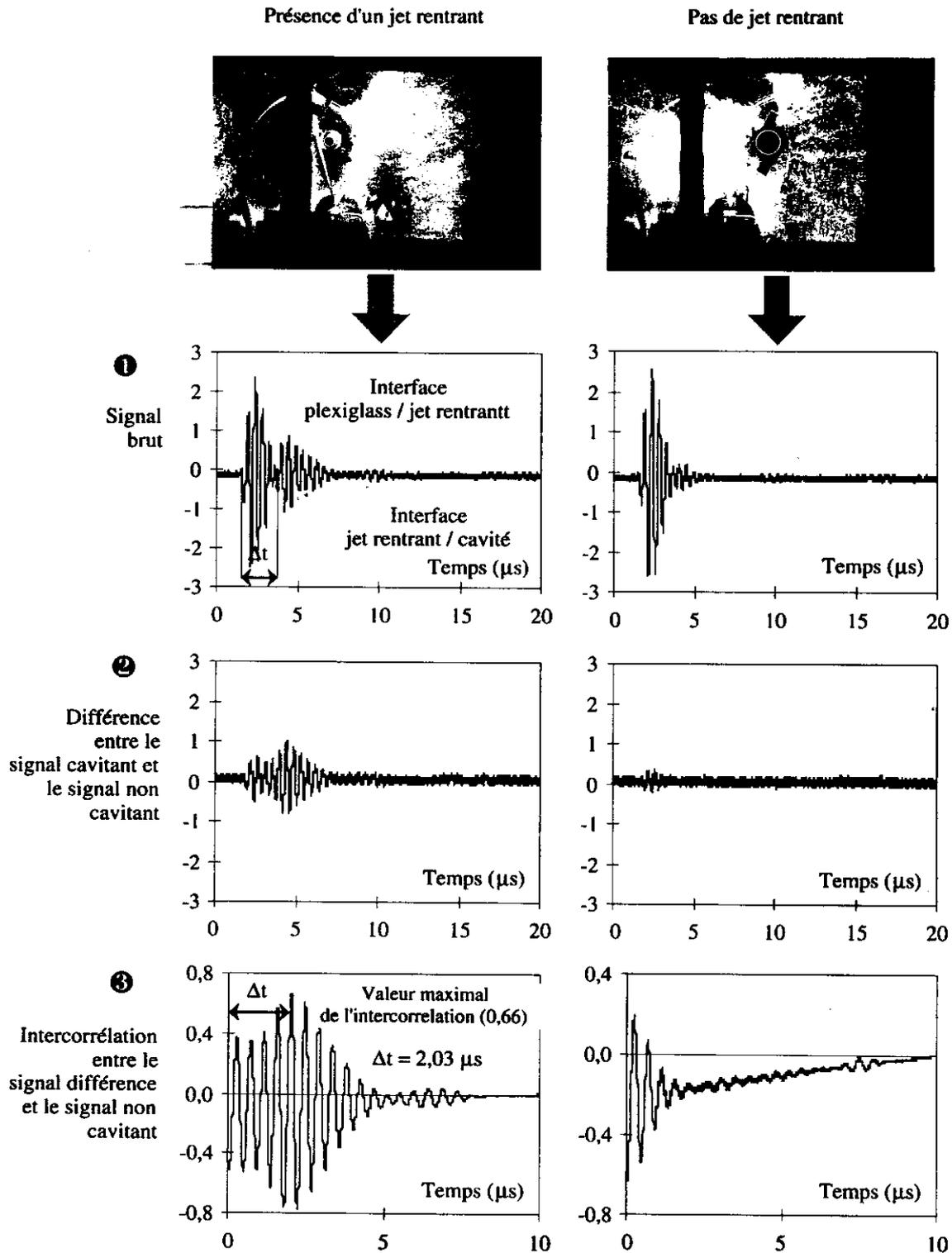


Figure 8: Principe du traitement des signaux.

sonde à ultrasons. La figure 9 représente les valeurs de l'épaisseur de poche en fonction de la hauteur de marche et ceci pour deux confinements (20 - 40 mm). On constate que l'épaisseur de poche augmente avec la hauteur de marche et varie de façon à peu près linéaire selon la loi : $d = 10\text{mm} + h$.

Pour chaque hauteur de marche, on a effectué des mesures pour différentes valeurs du paramètre de cavitation. On ne constate pas de réelle influence de ce paramètre.

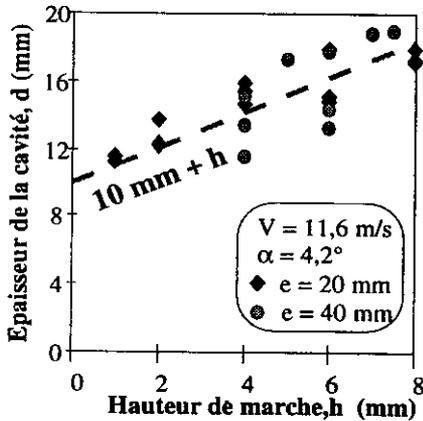


Figure 9: Epaisseur de la cavité au dessus de la sonde à ultrasons.

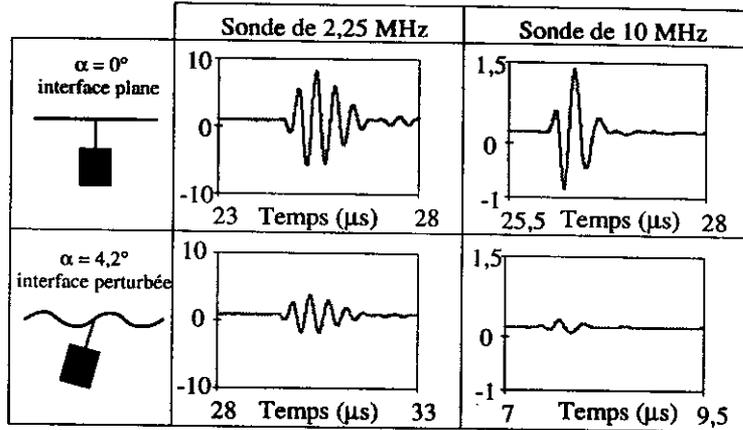


Figure 10: Influence de l'état de l'interface sur l'écho.

5.3 Influence de l'état de la surface de l'interface

Lorsque l'onde arrive au niveau d'une interface, une partie est réfléchié alors que l'autre continue de se propager jusqu'à la prochaine interface. On voit donc que s'il y a plusieurs interfaces, au fur et à mesure de sa propagation, l'onde est affaiblie et par conséquent les échos des interfaces le sont également. C'est pourquoi, il faut qu'il y ait peu d'interfaces entre la sonde et l'interface du jet rentrant avec la cavité (pour des raisons d'encombrement, il y a une interface supplémentaire lorsque l'on utilise la sonde de 10 MHz).

De plus, si la surface de l'interface est plane, l'onde réfléchié revient en totalité sur la sonde. Au contraire, si l'interface n'est plus plane, ce qui est plus proche de la réalité lorsqu'il y a de la cavitation, le signal réfléchi ne revient pas en totalité sur la sonde. Pour observer ce phénomène, l'expérience suivante a été menée : une quantité d'eau au repos est placée au dessus de la sonde, ceci crée donc une interface eau-air. On peut alors comparer les échos émis lorsque :

- la plaque a une incidence nulle et la surface de l'interface est plane ;
- la plaque a une incidence de $4,2^\circ$ et la surface de l'interface est perturbée faiblement.

La figure 10 représente les échos obtenus avec les deux configurations citées ci-dessus et ceci pour les deux sondes utilisées. On voit une diminution de l'amplitude de l'écho dans les deux cas. On constate que l'amplitude est plus faible pour la sonde de 10 MHz.

6 Résultats

6.1 Evolution de l'épaisseur du jet rentrant au cours d'un cycle

Comme on l'a vu au paragraphe 2.4, lorsque le régime est périodique, il est possible de déclencher l'émission d'un train d'ondes ultrasonores à partir du signal de pression. De plus, au moyen d'un système de retard agissant sur le déclenchement, les mesures peuvent être faites à différents instants du cycle. La figure 11 présente les résultats pour une hauteur de marche de 4 mm, un paramètre de cavitation de 3,21 et une incidence de $4,2^\circ$. La cavité a un comportement périodique et a une longueur de 95 mm. Chaque point de mesure est représenté par un numéro. Les photographies permettent de voir l'état de la poche au moment de la mesure.

Les épaisseurs de liquide calculées sont de deux types : soit on est en présence du jet rentrant, soit on est en présence d'eau se trouvant entre la plaque et la poche lâchée à l'arrière de la cavité. On constate

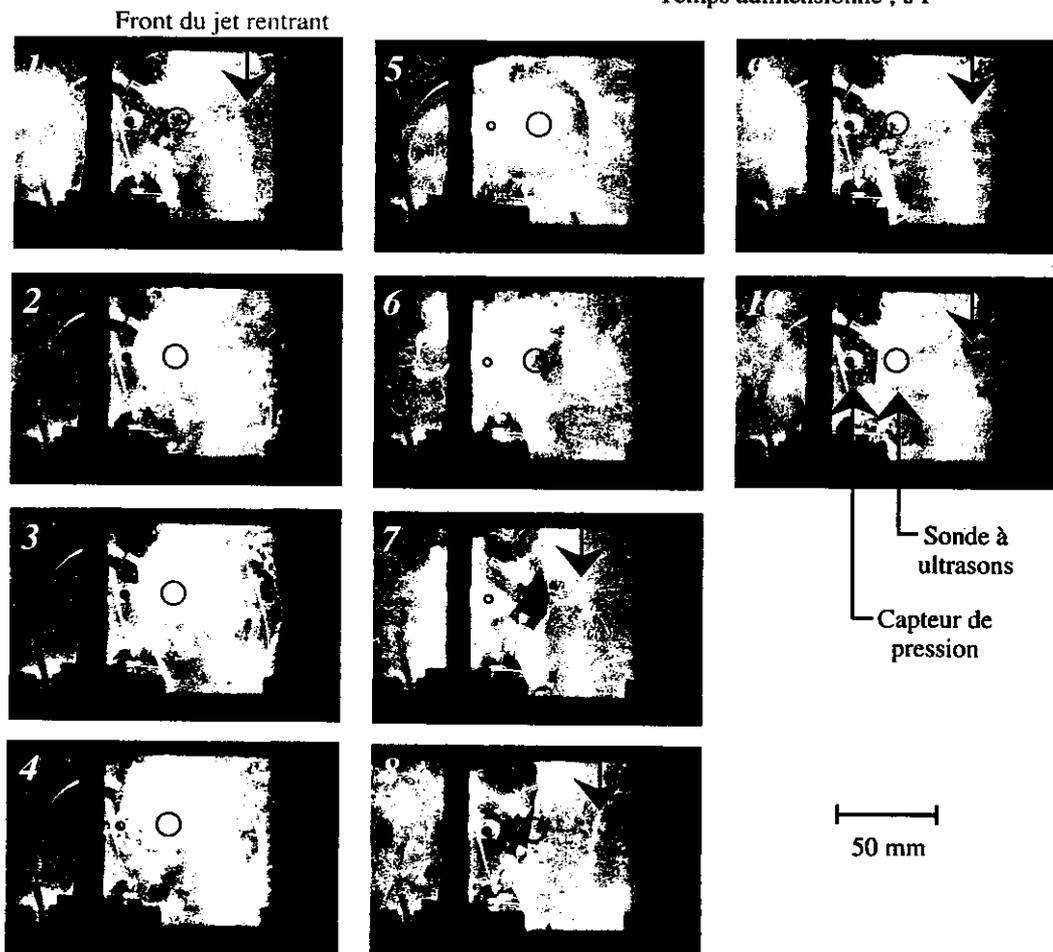
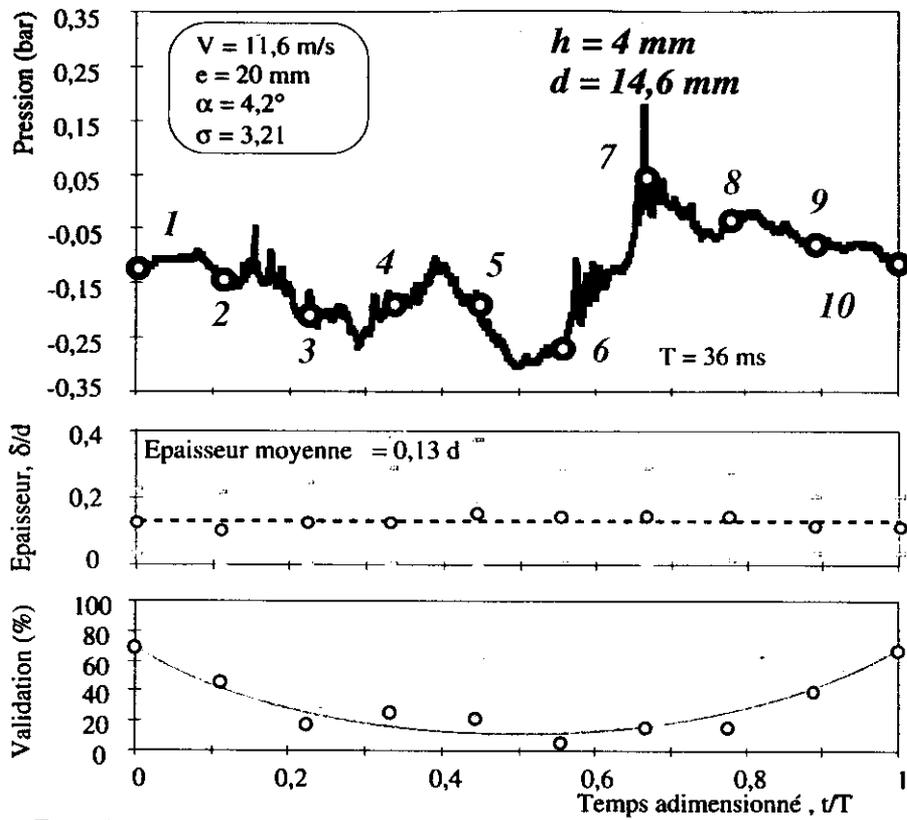


Figure 11: Evolution temporelle du signal de pression, de l'épaisseur du film d'eau et de la validation pour une hauteur de marche de 4 mm (sonde à ultrasons de 2,25 MHz).

qu'il n'y a pas de différence sensible entre l'épaisseur du jet rentrant et l'épaisseur du film d'eau. Des mesures identiques faites pour d'autres hauteurs de marche, tout en conservant la même longueur de poche, montrent la même tendance.

Par contre, pour ce qui est de la validation, c'est-à-dire du pourcentage de valeurs dont le coefficient d'intercorrélation est supérieur à 0,5, on constate qu'elle est plus importante en présence du jet rentrant.

6.2 Evolution de l'épaisseur du jet rentrant pour différentes conditions expérimentales

Le paragraphe précédent a montré que l'épaisseur du jet rentrant et du film d'eau entre la plaque et le lâcher étaient du même ordre de grandeur. C'est pourquoi, pour déterminer l'épaisseur du jet rentrant pour différentes configurations, les mesures ont été effectuées avec déclenchement manuel, les signaux sont ensuite traités par la méthode d'intercorrélation et seulement les mesures correctes (coefficient d'intercorrélation supérieur à 0,5) sont conservées pour être moyennées. Chaque mesure est adimensionnée par l'épaisseur de la poche au dessus de la sonde à ultrasons (cf. paragraphe 5.2).

Les figures 12 et 13 représentent les épaisseurs du jet rentrant adimensionnées pour les confinements de 20 et 40 mm. Toutes les mesures faites pour une hauteur de marche supérieure à 3 mm ont été effectuées avec la sonde de 2,25 MHz. Pour les hauteurs de marche inférieures, l'épaisseur du jet rentrant étant plus petite, le début de l'écho de l'interface entre le jet rentrant et la cavité est plus proche de la fin de l'écho de l'interface entre le plexiglass et le jet rentrant, voire confondus. Pour remédier à ce problème, on a utilisé une sonde de 10 MHz, ce qui a pour effet de diminuer la durée de l'écho de l'interface entre le plexiglass et le jet rentrant. On peut donc mesurer des épaisseurs de jet rentrant plus petites. Cependant, comme on l'a vu au paragraphe 5.3 les échos obtenus avec la sonde de 10 MHz sont plus faibles et donc plus difficiles à voir.

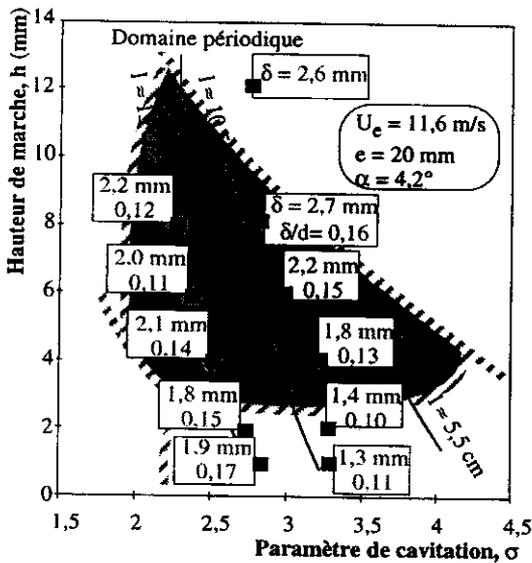


Figure 12: Evolution de l'épaisseur du jet rentrant pour un confinement de 20 mm.

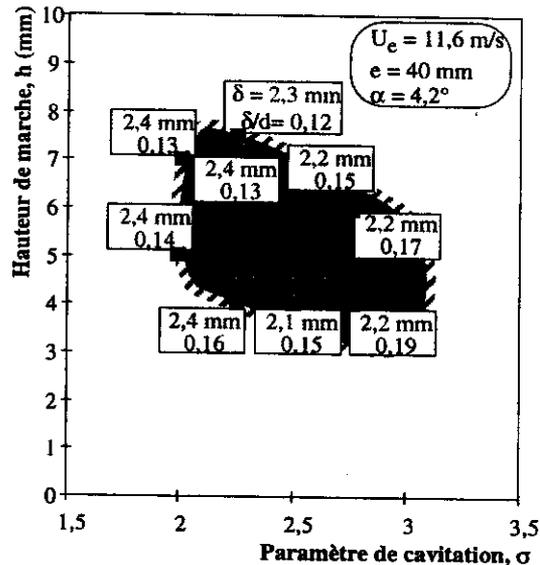


Figure 13: Evolution de l'épaisseur du jet rentrant pour un confinement de 40 mm.

Quel que soit le degré de confinement, dans le domaine périodique l'épaisseur du jet rentrant est du même ordre de grandeur. Pour le confinement de 20 mm, l'épaisseur du jet rentrant est légèrement plus faible pour de faibles hauteurs de marche. Cependant, en adimensionnant l'épaisseur du jet rentrant avec l'épaisseur de la cavité, on constate que la valeur δ/d est sensiblement constante, comprise entre 0,1 et 0,19.

Des mesures d'épaisseurs de jet rentrant ont été effectuées par Stutz *et al.* [14] sur un profil de type convergent-divergent. Les mesures ont été faites au moyen de sondes optiques. Il apparaît que l'ordre de grandeur de l'épaisseur du jet rentrant, pour une cavitation de type périodique, est le même que celui obtenu par sonde à ultrasons (à savoir 2 mm). Si les mesures sont adimensionnées par l'épaisseur de la poche, le rapport est de l'ordre de 20%, ce qui est en accord avec nos mesures.

6.3 Modélisation de l'effet du gradient de pression sur l'épaisseur du jet rentrant

6.3.1 Théorie exacte sans gradient de pression

Michel [12] a déterminé l'épaisseur du jet rentrant, la longueur et la forme d'une cavité derrière une marche en milieu semi-infini par une théorie exacte. La méthode consiste à représenter le plan potentiel complexe sur un demi plan auxiliaire t et à exprimer la vitesse complexe en fonction de t à partir des conditions mixtes aux frontières. Il est alors possible de connaître la géométrie de l'écoulement et notamment de relier la longueur de la cavité et l'épaisseur du jet rentrant au paramètre de cavitation σ .

L'étude est faite pour une marche dont la hauteur est égale à l'unité, le paramètre de cavitation a pour expression :

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_{cav}}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2} \quad (3)$$

Les principaux résultats sont les suivants, ils sont tous adimensionnés par la hauteur de marche : l'expression de l'épaisseur du jet rentrant est :

$$\delta = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+\sigma}} \right] \quad (4)$$

la longueur de la cavité est :

$$\ell = \frac{\delta}{\pi} \left[\frac{(1-\delta)^2}{\delta^2} + \ln \frac{\delta^2}{1-2\delta+2\delta^2} \right] \quad (5)$$

les coordonnées des points de la poche sont définies par ($0 < r < 1$) :

$$X_r = \frac{\delta}{\pi} \left[\frac{1-2\delta+2\delta^2}{\delta^2} r + \ln(1-r) \right] \quad (6)$$

$$Y_r = -(1-\delta) \left[1 - \frac{1}{\pi} \arccos(2r-1) - \frac{2}{\pi} \sqrt{r(1-r)} \right] \quad (7)$$

La figure 14 montre l'évolution de l'épaisseur du jet rentrant en fonction de la longueur de la cavité.

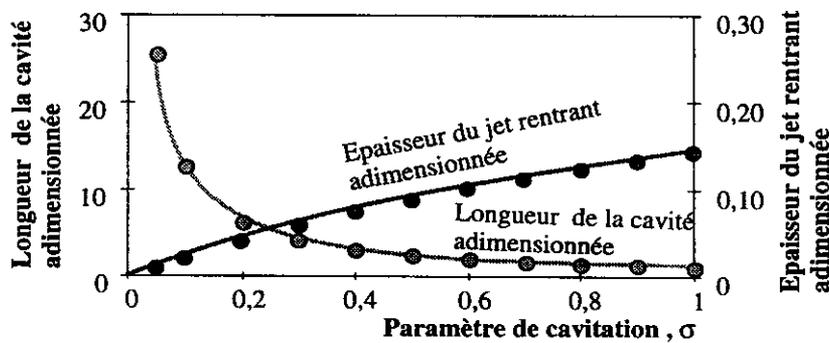


Figure 14: *Epaisseur du jet rentrant et longueur de la cavité en fonction du paramètre de cavitation (théorie exacte).*

Une étude similaire a été effectuée par Laberteaux *et al.* [10]. Les profils utilisés sont des coins de pentes différentes. Le modèle analytique (écoulement potentiel incompressible) fournit une épaisseur du jet rentrant adimensionnée par la hauteur de la cavité de l'ordre de 1 à 5,5 %.

On peut comparer les résultats de cette théorie avec les résultats obtenus expérimentalement. Pour cela, prenons le cas vu au paragraphe 6.1. Le rapport de l'épaisseur du jet rentrant avec l'épaisseur de la poche est de 13% pour une longueur de 6,7 fois l'épaisseur de la poche. Pour un tel rapport ($l/d = 6,7$), le calcul théorique de l'épaisseur donne une valeur du paramètre de cavitation de l'ordre de 0,2 et une épaisseur de jet rentrant de l'ordre de 5% de l'épaisseur de la cavité. On constate donc une différence entre la théorie exacte et les mesures.

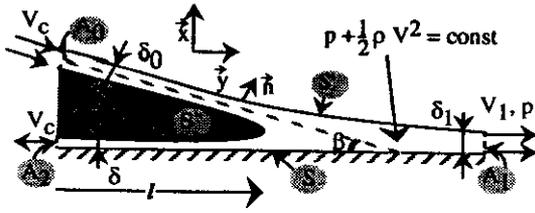


Figure 15: Schéma simplifié de la remontée du jet rentrant.

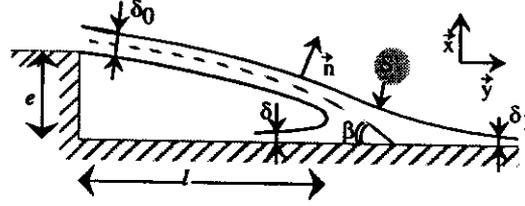


Figure 16: Développement du jet rentrant.

6.3.2 Epaisseur du jet rentrant et gradient de pression

La méthode présentée précédemment sous-estime les valeurs théoriques. Nous allons développer un calcul, en tenant compte de l'influence du gradient adverse de pression.

La figure 15 donne toutes les grandeurs caractéristiques, ainsi qu'un schéma simplifié du principe de la naissance du jet rentrant. On supposera que la pression aval p_1 est supérieure à la pression de la cavité p_c , ce qui crée un gradient adverse de pression. En effectuant un bilan de masse et un bilan de quantité de mouvement, nous obtenons les deux équations suivantes (le bilan de quantité de mouvement est projeté suivant \vec{x}) :

$$\frac{V_1}{V_c} \delta_1 + \delta = \delta_0 \quad (8)$$

$$-\rho V_c^2 \delta_0 \cos \beta + \rho V_1^2 \delta_1 - \rho V_c^2 \delta = (p_c - p_1) \delta_1 + T \quad (9)$$

où T désigne la projection sur \vec{x} de l'effort exercé à travers la surface S' .

$$T = - \int \int_{S'} (p - p_c) \vec{n} \vec{x} dS \quad (10)$$

Dans le cas d'un gradient adverse de pression, T est négatif.

A partir des équations (8) et (9), on peut déterminer l'expression de l'épaisseur δ . Pour simplifier le problème, on se place dans le cas de gradient suffisamment petit pour pouvoir linéariser l'équation de Bernoulli :

$$\frac{V_1^2}{V_c^2} = 1 + \frac{2(p_c - p_1)}{\rho V_c^2} \implies \frac{V_1}{V_c} \simeq 1 + \frac{p_c - p_1}{\rho V_c^2} \quad (11)$$

En utilisant cette hypothèse, on obtient l'expression suivante de l'épaisseur du jet rentrant :

$$\delta \simeq \delta_0 \sin^2 \frac{\beta}{2} - \frac{T}{2\rho V_c^2} \quad (12)$$

Où $\delta_0 \sin^2 \frac{\beta}{2}$ représente l'épaisseur du jet rentrant en l'absence de gradient adverse de pression ($T = 0$). On la notera δ^* dans la suite.

Le terme $\frac{T}{2\rho V_c^2}$ apparaît donc comme l'augmentation de l'épaisseur du jet rentrant due au gradient de pression. On peut obtenir une estimation sur la base d'approximations (cf. figure 16). Les hypothèses sont les suivantes :

- β est petit et équivalent à e/l ;
- le vecteur \vec{n} , de coordonnées $(\sin \beta, \cos \beta)$, est équivalent au vecteur $(e/l, 1)$;
- la pression sur la surface S' varie linéairement, $p - p_c = kx$ (pour avoir un gradient adverse, k doit être positif) ;
- sur la surface S' , $dl = \frac{dx}{\cos \beta} \simeq dx$.

L'expression de T devient alors :

$$\frac{T}{2\rho V_c^2} = -\frac{1}{4} \frac{d\left(\frac{p}{\frac{1}{2}\rho V_c^2}\right)}{d\left(\frac{x}{l}\right)} e \quad (13)$$

Finalement, l'expression de l'épaisseur du jet rentrant s'écrit :

$$\delta = \delta^* + \frac{e}{8} \frac{dC_p}{d\left(\frac{x}{l}\right)} \quad (14)$$

Où C_p désigne le coefficient de pression, $(p - p_c)/\frac{1}{2}\rho V_c^2$

En l'absence de gradient adverse de pression, l'épaisseur du jet rentrant, δ^* , est relativement faible, typiquement de l'ordre de 1 à 5% de l'épaisseur de la poche (cf. paragraphe 6.3.1).

Lors de notre étude, des mesures de gradient de pression en fermeture de poche ont été effectuées au moyen d'un anémomètre laser. Dans la zone périodique, on obtient :

$$\frac{1}{8} \frac{dC_p}{d\left(\frac{x}{l}\right)} \simeq 10\% \quad (15)$$

Ainsi, on peut obtenir une estimation de l'épaisseur du jet rentrant en tenant compte du gradient adverse de pression :

$$\frac{\delta}{e} \simeq (1 - 5\%) + 10\% \simeq 10 - 15\% \quad (16)$$

Cette estimation est cohérente avec nos mesures. Elle montre que la contribution du gradient de pression n'est pas négligeable, puisque l'épaisseur du jet rentrant due au gradient de pression est légèrement supérieure à l'épaisseur obtenue sans gradient de pression. Le gradient de pression semble donc avoir une influence importante sur le jet rentrant. Enfin, si le gradient n'est pas adverse ($\frac{dC_p}{d(x/l)} < 0$), la relation (14) montre que l'épaisseur δ devrait très vite s'annuler, autrement dit, une baisse de pression est très défavorable au jet rentrant.

7 Conclusion

Cette étude présente une analyse du développement des poches de cavitation instationnaires. On constate que le gradient de pression joue un rôle important dans ce développement. En effet, si en fermeture de cavité le gradient adverse de pression est suffisamment grand, un jet rentrant peut se développer.

Suivant l'épaisseur de la cavité, deux cas se présentent :

- pour les cavités épaisses, il n'y a pas de réelle interaction entre le jet rentrant et l'interface de la cavité durant la remontée du jet rentrant ; la seule interaction a lieu lorsque le jet rentrant atteint le bord d'attaque et coupe la cavité ; Celle-ci forme un nuage de bulles et de filaments tourbillonnaires, entraîné périodiquement dans l'écoulement ;
- pour les fines cavités, le rapport entre l'épaisseur du jet rentrant et celle de la poche est du même ordre de grandeur que celui obtenu pour les cavités épaisses (10-15 %) ; cependant la distance entre l'interface du jet rentrant et celle de la cavité est plus petite, ce qui conduit à une interaction plus importante entre le jet rentrant et l'interface de la cavité ; cela se traduit par l'arrachement de morceaux de la poche durant la progression du jet rentrant vers le bord d'attaque.

La figure 17 permet de synthétiser ces deux résultats. L'épaisseur du jet rentrant et de la poche sont représentées en fonction de la hauteur de marche. L'épaisseur du jet rentrant est plus ou moins constante (de l'ordre de 2 mm) et ne dépend pas du confinement. On constate que le film de vapeur compris entre le jet rentrant et l'écoulement extérieur est plus mince pour les petites hauteurs de marche, c'est-à-dire pour les poches non pulsantes. Cet amincissement peut être encore renforcé par les perturbations des interfaces qui peuvent conduire localement à sa rupture.

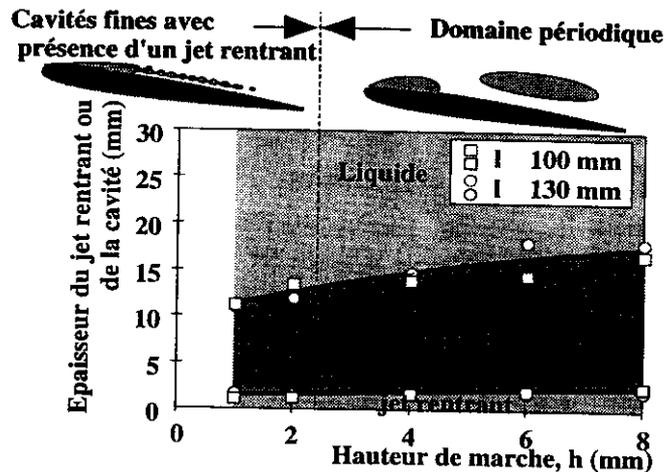


Figure 17: Evolution de l'épaisseur du jet rentrant et de la cavité pour un confinement de 20 mm.

References

- [1] F. Avellan and P. Dupont. Etude du Sillage d'une Poche de Cavitation Partielle se Développant sur un Profil Hydraulique Bi-Dimensionnel. *La Houille Blanche*, 7/8:507-515, 1988.
- [2] L. Briançon-Marjollet and J.M. Michel. The Hydrodynamic Tunnel of the I.M.G. :Former and Recent Equipments. *J. Fluids Eng.*, 112:338-342, September 1990.
- [3] D.F. de Lange, G.J. de Bruin, and L. van Wijngaarden. On the Mechanism of Cloud Cavitation -Experiment and Modelling-. In *Second International Symposium on Cavitation*, pages 45-49, Tokyo - Japan, April 1994.
- [4] D.F. de Lange, G.J. de Bruin, and L. van Wijngaarden. Numerical Modelling of Unsteady 2D Sheet Cavitation. In *Troisième Journées Cavitation, SHF*, pages 93-102, Grenoble - France, Novembre 1996.
- [5] R.A. Furness and S.P. Hutton. Experimental and Theoretical Studies of Two-Dimensional Fixed-Type Cavities. *J. Fluids Eng.*, 97:515-522, December 1975.
- [6] D. Gilbarg and J. Serrin. Free Boundaries and Jets in the Theory of Cavitation. *J. of Math. and Physics (M.I.T.)*, 29:1-12, 1950.
- [7] Y. Kamanami, H. Kato, H. Yamaguchi, Y. Tagaya, and M. Tanimura. Mechanism and Control of Cloud Cavitation. *J. Fluids Eng.*, 119:788-795, December 1997.
- [8] R.T. Knapp, J.W. Daily, and F.G. Hammit. *Cavitation*. McGraw-Hill, 1970.
- [9] A. Kubota, H. Kato, H. Yamaguchi, and M. Maeda. Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique. *J. Fluids Eng.*, 111:204-210, June 1989.
- [10] K.R. Laberteaux and S.L. Ceccio. Flow in the Closure Region of Closed Partial Attached Cavitation. In *Third International Symposium on Cavitation*, volume 1, pages 197-202, Grenoble - France, April 1998.
- [11] Q. Le, J.P. Franc, and J.M. Michel. Partial Cavities : Global Behaviour and Mean Pressure Distribution. *J. Fluids Eng.*, 115:243-248, June 1993.
- [12] J.M. Michel. Demi-Cavité Formée entre une Paroi Solide et un Jet Plan de Liquide Quasi Parallèles : Approche Théorique. Technical Report 4, DRME 77/352, 1978.
- [13] T.M. Pham, F. Larrarte, and D.H. Fruman. Investigation of Unstable Cloud Cavitation. In *Third International Symposium on Cavitation*, volume 1, pages 215-220, Grenoble - France, April 1998.
- [14] B. Stutz and J.L. Reboud. Experiments on Unsteady Cavitation. *Experiments in Fluids*, 22:191-198, 1997.