

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

ETUDE EXPERIMENTALE DES INSTATIONNARITES ET DES INSTABILITES DES POCHE DE CAVITATION

EXPERIMENTAL STUDY OF UNSTEADY AND UNSTABLE PARTIAL CAVITATION

J.B. LEROUX, J.A. ASTOLFI, J.Y. BILLARD

Institut de Recherche de l'Ecole Navale
Ecole Navale, BP 600
29240 Brest-Naval
leroux@ecole-navale.fr

Résumé

Des résultats de mesures de pression pariétale, de mesures d'efforts, et de vidéos numériques, sont présentés et analysés dans le cas d'un hydrofoil bidimensionnel partiellement cavitant. Les conditions expérimentales couvrent un domaine depuis le régime subcavitant, jusqu'à l'apparition de poches de cavitation instables et pulsantes. Pour les cavités de longueur $l/c < 0.5$, les fluctuations spatiales de la fermeture ont de petites amplitudes vis à vis de la longueur moyenne de la poche, et sont associées à des nombres de Strouhal $St_l \sim 0.2$. Pour les cavités de longueur $l/c > 0.5$, d'importantes fluctuations spatiales de la fermeture ont été observées, s'accompagnant de lâchés périodiques de gros nuages de bulles convectés en collapsant dans le sillage de la cavité. Le nombre de Strouhal vaut $St_c \sim 0.1$ dans ce cas. Un jet rentrant serait à l'origine du détachement du nuage de cavitation, et l'influence du collapse sur la poche résiduelle (onde de re-compression) serait à l'origine de la baisse du nombre de Strouhal. La coexistence, à ce régime de fonctionnement, de ces deux mécanismes peut s'expliquer par la valeur du paramètre $s/2(\mathbf{a}-\mathbf{a}_0)$ proche de 4, valeur de transition issue de la bibliographie récente.

Summary

Results of wall-pressure measurements, strength measurements, and numerical video, are detailed and analysed in the case of a two-dimensional partially cavitating hydrofoil. The experimental conditions range from the non-cavitating flow up to the unstable partially cavitating flow. For cavity length $l/c < 0.5$, the spatial fluctuations of the closure are short compared to the mean cavity length, and linked with Strouhal numbers $St_l \sim 0.2$. For cavity length $l/c > 0.5$, large spatial fluctuations of the closure are observed, together with the periodical shedding of big bubbles clusters which travel and collapse in the cavity's wake. The Strouhal number is $St_c \sim 0.1$ in that case. A re-entrant jet may be the origin of the shedding of the cavitation cloud, and the influence of the collapse on the residual attached cavity (pressure wave) may be the origin of the Strouhal drop. For this flow conditions, both mechanism's existence can be explained by the value of the parameter $s/2(\mathbf{a}-\mathbf{a}_0)$ close to 4, transition value found in the recent bibliography.

1-INTRODUCTION

La cavitation de type poche est fréquemment observée sur des surfaces portantes comme les hydrofoils ou les pales d'hélices de propulseurs marins ou de pompes. Elle apparaît en général au voisinage du bord d'attaque à des incidences où un pic de dépression existe et conduit à des pressions de l'ordre de la pression de vapeur saturante du fluide. Dans certains cas, la cavitation partielle par poche est instable et peut causer d'importants dommages. Ce type d'écoulement est fortement instationnaire en fermeture de poche ; cependant au début du développement d'une poche, la fermeture est bien localisée en espace, et la poche est souvent qualifiée de stationnaire et de stable. Au fur et à mesure que la cavité se développe, des variations spatiales de la fermeture apparaissent et sous certaines conditions la poche est déstabilisée et implode violemment. A ce régime de fonctionnement, le volume de la cavité oscille entre un minimum et un maximum. Le processus de déstabilisation conduit à l'émission de grosses structures tourbillonnaires et diphasiques, appelées nuages de cavitation, connues pour générer de fortes surpressions en implosant et pour être très érosifs (Le et al. [1]). Nous utiliserons le terme de poches pulsantes pour traduire ce régime périodique de la cavitation par poche (cloud cavitation). De nombreux travaux ont été publiés sur les mécanismes physiques impliqués, cependant actuellement ils ne sont pas complètement compris (Franc [2]). Souvent on attribue la déstabilisation d'une poche de cavitation et la transition vers une poche pulsante à un jet rentrant en fermeture de poche (Furness et Hutton [3], Stutz et Reboud [4], Kawanami et al. [5], Pham et al. [6], Dang et Kuiper [7], Callenaere et al. [8]). Cependant d'autres mécanismes peuvent exister. Laberteaux et Ceccio [9] ont observé deux types de poches ayant deux comportements distincts : 1) poches fermées avec jet rentrant sur un hydrofoil bidimensionnel NACA0009 et 2) poches ouvertes sans jet rentrant (bien qu'une re-circulation de l'écoulement aie été détectée dans certains cas) sur un hydrofoil plan-convexe. Une poche fermée a une interface lisse et peu de bulles en fermeture. Au contraire, une poche ouverte a une interface très perturbée et des variations de longueur associées avec l'émission de nuages de vapeur. Ceci peut-être mis en relation avec les observations de Kawanami et al. [10] sur l'influence de l'état de la couche limite (bulbes de décollement courts ou longs) sur le type de poches développées. De plus Callenaere et al. [8] a observé que l'évolution périodique entre une poche courte et longue peut-être non seulement due au jet rentrant (poche pulsante), mais aussi à une instabilité de type surge traduisant l'influence des variations de volume d'une poche dans une veine d'essais sur les conditions d'entrée. D'importants efforts ont été faits en modélisation pour étudier la cavitation par poches et la production périodique de nuages de cavitation. Kubota et al. [11] montrent, par des calculs Navier-Stokes diphasiques (où l'équation de continuité prend en compte les changements de phase liquide-vapeur à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset appliquée sur une population de germes), un décollement et un enroulement de la couche limite au bord d'attaque d'une poche conduisant à la production d'un nuage de cavitation, ce qui signifie qu'une instabilité de la couche de cisaillement à l'interface de la poche peut-être une des origines de la transition vers les cavités pulsantes. Ces calculs mettent aussi en évidence la présence d'un jet rentrant en fermeture, mais jouant un moindre rôle dans le mécanisme de production du nuage. Les calculs de Chahine et Hsiao [12], basés sur un couplage UnRANS-BEM, montrent des poches pulsantes soit par jet rentrant, soit par développement d'une onde se propageant à l'interface liquide/vapeur dont l'amplitude peut être suffisante pour couper la cavité en deux parties. Récemment, Arndt et al. [13] ont effectué des comparaisons entre expériences et calculs LES diphasiques. Ils ont en particulier dégagé deux mécanismes jouant sur l'instabilité des poches de cavitation en fonction du paramètre $s/2a$ Pour $s/2a > 4$ le jet rentrant domine, et pour $s/2a < 4$ la propagation d'onde de chocs en milieu diphasique domine. Enfin Watanabe et al. [14] ont montré, par application de la théorie linéarisée de la cavitation par poche, des oscillations entre cavitation partielle et

super-cavitation sur une plaque plane entre deux parois, et ce bien que le jet rentrant ou l'émission de nuage de cavitation ne soit pas pris en compte. Cette brève revue de travaux récents montre l'actualité des recherches sur la stabilité des poches de cavitation et la transition vers les poches pulsantes. En particulier l'écoulement en fermeture de poche doit encore être étudié finement. Dans la continuité de travaux antérieurs (Astolfi et al. [15], Leroux et al. [16], Leroux et al. [17]), cette communication présente des résultats de mesures de pression pariétale, de mesures d'efforts et de vidéos numériques, sur un hydrofoil bidimensionnel en tunnel de cavitation. Les conditions expérimentales couvrent un domaine depuis le régime subcavitant, puis l'apparition et le développement de poches stables, jusqu'à l'apparition de poches pulsantes.

2-CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les expériences ont été réalisées dans la veine d'essais du tunnel de cavitation de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale, d'1 m de longueur et à section carrée de 0.192 m de côté. Dans la veine, la vitesse de l'écoulement maximale est de l'ordre de 15 m/s et la pression peut varier de 30 mbar à 3 bar. Un système de régulation permet de fixer une consigne en vitesse et pression. Le nombre de cavitation correspondant est calculé à partir de ces deux valeurs. L'hydrofoil testé est de la famille des NACA66. Il a une épaisseur relative de 12% et une cambrure relative de 2%, respectivement à 45% et 50% du bord d'attaque le long de la corde. Les points de bases théoriques de cette section ont été interpolés par une B-Spline soigneusement paramétrée (en particulier au bord d'attaque), à l'aide d'un programme de maillage développé par nos soins. Les coordonnées de la section dans le repère de la corde sont données en annexe. Deux maquettes, identiques, bidimensionnelles, de 150 mm de corde, de 191 mm d'envergure, en acier inox, ont été usinées, dont l'une est instrumentée de 17 capteurs de pression. Pour les mesures de pression, la maquette était fixée des deux côtés de la veine. L'angle d'incidence 0° a été réglé en calant la corde des hydrofoils parallèlement à la face supérieure de la veine, prise comme surface horizontale de référence. La mise en incidence est pilotée par un moteur pas à pas. La mesure de l'angle d'incidence se fait par un rapporteur au $1/60^{\text{ème}}$ de degré. Les capteurs de pression absolue sont piézo-résistifs, de référence Keller AG 2 MI PAA100-075-010, et mesurent jusqu'à 10 bar maximum. Ils sont montés en cavité avec une prise de pression de 0.5 mm de diamètre (Figure 1.a). La fréquence de Helmholtz des cavités vaut 85 kHz dans l'eau. L'arrangement spatial des capteurs est donné Figure 1.b : à l'extrados un alignement de 10 capteurs le long de la corde de $x/c = 0.05$ à $x/c = 0.90$ avec un pas $dx/c = 0.10$ à partir de C2 et deux alignements de 3 capteurs parallèlement aux précédents pour détecter des effets tridimensionnels, et à l'intrados 1 capteur à mi-corde. Lors du montage en veine les cavités ont été remplies d'eau à l'aide d'une seringue.

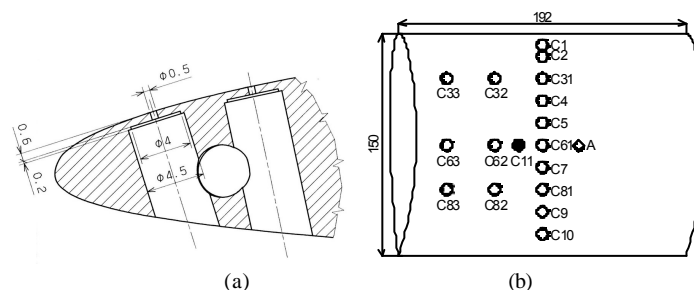


Figure 1. (a) Cavités de montage des capteurs C1 et C2, (b) Arrangement spatial, des capteurs de pression, C11 sur l'intrados, unités en mm

L'étalonnage des capteurs de pression a été réalisé en statique, in situ pour prendre en compte l'influence du montage, sans écoulement, systématiquement avant et après chaque série de mesures pour contrôler toute dérive, en faisant varier la pression dans la veine d'essais de 1.50 bar à 0.05 bar, et en utilisant le capteur d'entrée de veine comme référence. Les réponses des capteurs sont bien linéaires (Figure 2.a). Les mesures de portance et de traînée ont été réalisées avec le second hydrofoil non instrumenté, et une balance 3 composantes instrumentée de jauges de contraintes résistives. Un étalonnage statique précis, sur environ 800 points de mesures, a été réalisé sur banc au laboratoire. Les offsets à vide ont été mesurés systématiquement avant et après chaque série de mesures pour contrôler toute dérive, et pour prendre en compte l'influence du montage en veine. Enfin, un capteur de pression acoustique, monté en parois dans le sillage de l'hydrofoil, a été utilisé pour compléter l'analyse spectrale des poches pulsantes. L'acquisition des mesures de pression, d'efforts et de pression acoustique, a été faite à l'aide d'une carte d'acquisition de référence 16 bits A/D digitizer VXI HPE1432A, montée dans un bus HP VXI, reliée à un PC par une liaison de référence HPE8491A/IEE1394 PC link to VXI. Cette centrale d'acquisition permet d'acquérir 16 voies maximum, échantillonnées simultanément, à une cadence maximale de 51.2 kHz. Le programme d'acquisition a été développé au laboratoire, ainsi que les programmes de traitement du signal, à l'aide du logiciel MATLAB, et que le programme d'étalonnage de la balance. Des vidéos de poches pulsantes ont été acquises à l'aide d'un caméscope numérique CANON à une cadence de 25 images/s, une ouverture au $1/250^e$ s, sous éclairage stroboscopique. Pour cette étude, les mesures de pression ont été échantillonnées à 51.2 kHz ou 1.024 kHz, correspondant à des échantillons respectifs de 0.64 s ou 4 s. L'analyse spectrale de ces mesures a été obtenue en moyennant les spectres de 8 échantillons. Les mesures d'efforts et de pressions acoustiques ont été échantillonnées à 4.096 kHz, correspondant à des échantillons de 2 s. L'analyse spectrale de ces mesures a été obtenue en moyennant les spectres d'au moins 8 échantillons. Sauf mentions contraires, la vitesse de l'écoulement vaut $U_0 = 5.33$ m/s, correspondant à un nombre de Reynolds $Re = 0.8 \cdot 10^6$, et l'angle d'incidence vaut $\alpha = 6^\circ$.

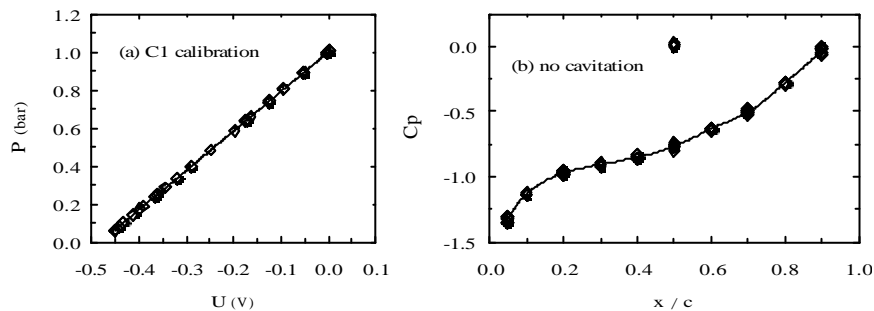


Figure 2. (a) Courbe d'étalonnage statique du capteur de pression C1, (b) Coefficient de pression moyen en régime subcavitant à 6° , le point isolé est sur l'intrados

3-INCERTITUDES

En accord avec les afficheurs du pupitre de commande du tunnel, compte tenu du soin qu'il a été pris pour mesurer aux points de fonctionnement voulus et compte tenu des limites de l'expérimentateur, on estime pour chaque série de mesures $\Delta U_0 \sim \pm 0.03$ m/s et $\Delta P_0 \sim \pm 250$ Pa, conduisant à $\Delta s \sim \pm 0.05$. La mesure des angles d'incidence se fait à la minute, ce qui conduit à une précision de lecture $\Delta \alpha \sim \pm 0.02^\circ$. Cependant, cette précision de lecture ne correspond qu'à l'erreur que l'on commet quand on passe d'un angle à un autre pour un montage donné. L'erreur sur l'incidence provient essentiellement de la précision du calage du

0°. Deux procédures de calage ont été testées : la première lors des mesures de pression et la seconde lors des mesures d'efforts, chacune avec des répétitivités de l'ordre de Da entre les montages. La meilleure, par comparaison visuelle avec la surface libre à mi-veine, semble avoir été celle pour les mesures d'efforts. La différence entre les procédures de calage a été mesurée à environ $+20'$. Ainsi les mesures de pression à une incidence de 6° présentées ici sont à une incidence de $6^\circ + 0.33^\circ$ par rapport au 0° des mesures d'efforts, retenu comme notre meilleure référence. Lors de l'étalonnage des capteurs de pression le bruit de mesure valait $P_{rms} \sim 150$ Pa et l'écart maximal par rapport à la linéarité valait environ 250 Pa (soit 0.25% de la pleine échelle). Les mesures de pression en régime subcavitant ont une bonne répétitivité avec $DC_p < 0.03$ en valeur absolue (Figure 2.b). Enfin, suite à l'étalonnage, les erreurs des mesures de la balance ont été estimées sur banc par différents chargements tests couvrant les étendues de mesures des trois ponts de jauges. Cela a conduit en portance à $DL \sim \pm 5$ N et en traînée à $DD \sim \pm 1$ N, correspondant respectivement à $DC_L \sim \pm 0.012$ et $DC_D \sim \pm 0.002$.

3-RESULTATS

Les mesures de portance et de traînée en régime subcavitant sont présentées Figure 3.a-b, et la portance est comparée avec la formule théorique $C_L = 0.1097(1-0.83t)(\alpha+2.35)$, donnée en milieu infini par Valentine [18]. L'accord est bon aux faibles incidences jusqu'à environ 2.5° , et on trouve un angle de portance nulle $\alpha_0 \sim -2.5^\circ$ pour -2.35° théoriquement. Pour $\alpha > 2.5^\circ$, la portance mesurée est supérieure traduisant sans doute l'influence du confinement. Puis, on observe un plateau entre 4° et 6° , et ensuite elle redevient croissante. Le plateau de portance est associé avec une augmentation de la traînée (Figure 3.b), ce qui est souvent le signe d'effets visqueux comme un décollement de la couche limite au bord d'attaque (Gaster [19]). Il a été observé que ce plateau avait tendance à disparaître avec une augmentation de la vitesse. Quand la cavitation par poches se développe, la portance et la traînée moyenne augmentent (Tableau 1). La Figure 3.c montre que la traînée augmente plus rapidement que la portance, illustrant la perte de performance due à ce type de cavitation.

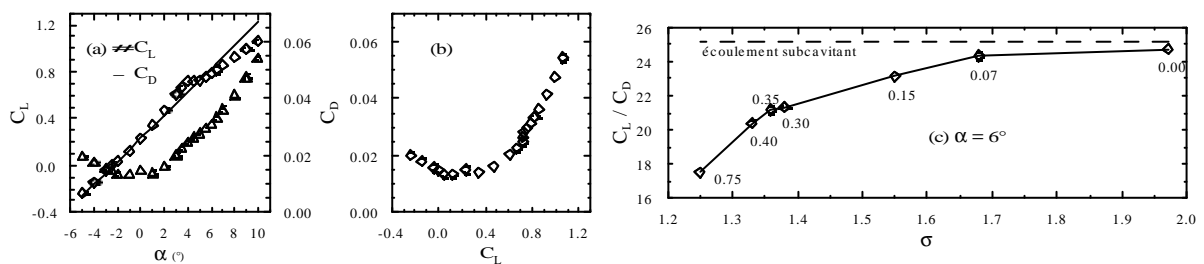


Figure 3. (a) et (b) Coefficients de portance et de traînée moyens en régime subcavitant, la droite est la valeur théorique en milieu infini, (c) Finesse en régime cavitant, les labels sont les longueurs de poches relatives l/c

l/c	C_L	C_D
0.00	0.791	0.032
0.07	0.776	0.032
0.15	0.802	0.035
0.30	0.864	0.041
0.35	0.865	0.041
0.40	0.875	0.043
0.75	0.877	0.050

Tableau 1. Coefficients de portance et traînée moyens fonction de la longueur de poche

Deux comportements des cavités ont été observés. Pour $l/c < 0.5$ la fermeture de la cavité est fortement instationnaire mais ses fluctuations spatiales ont de faibles amplitudes : la poche est dite stable. La Figure 4 montre une vue de dessus d'une poche stable pour $l/c \sim 0.3$: le bord d'attaque de la cavité est constitué de petits doigts de cavitation d'interface lisse, puis l'interface prend un aspect turbulent, et on observe de petites structures cavitantes émises dans le sillage de la poche. Ceci suggère une poche de type ouverte comme classifiée par Laberteaux et Ceccio [9].

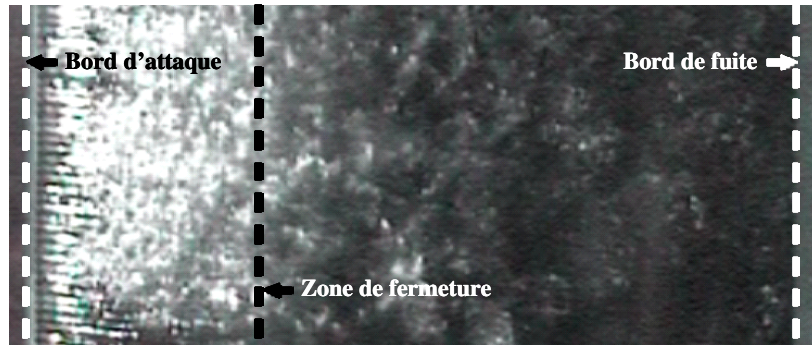


Figure 4. Aspect des poches stables pour $l/c \sim 0.3$, l'écoulement vient de la gauche

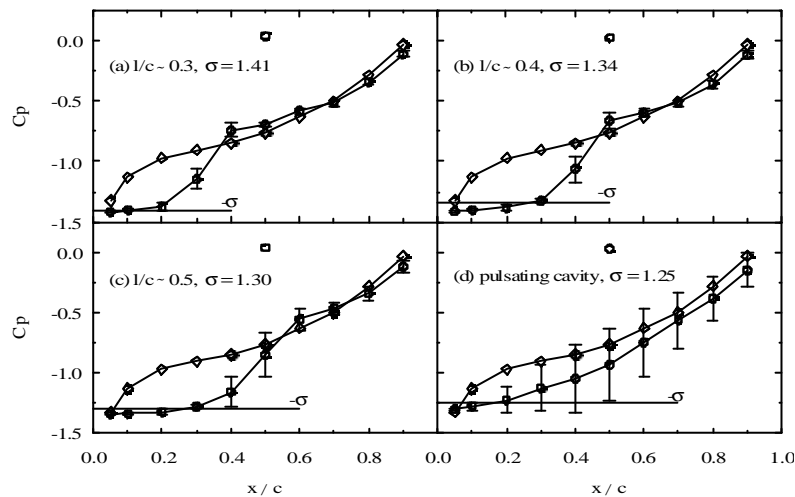


Figure 5. (a) à (d) Coefficient de pression moyen pour différentes longueurs de poches, les losanges correspondent au cas subcavitant, les barres verticales sont P_{rms}/\sqrt{q}

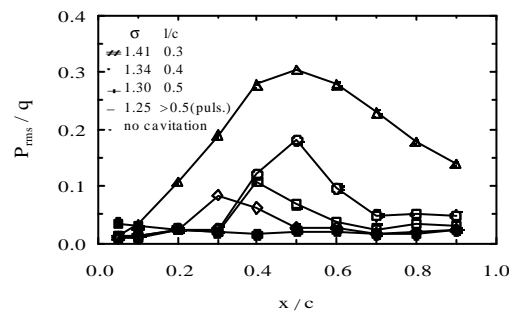


Figure 6. Intensité des fluctuations de pression pour différentes longueurs de poches

Pour différentes longueurs de poches stables, la Figure 5.a-c montre que la pression moyenne sous les cavités est proche de la pression de vapeur saturante. Un fort gradient de

pression est observé en fermeture de poche. Puis la pression moyenne recouvre celle de l'écoulement subcavitant. La re-compression en fermeture de poche s'accompagne d'une augmentation de l'intensité des fluctuations de pression. Les pics de fluctuations de pression en fermeture apparaissent clairement Figure 6, ainsi qu'une augmentation globale du niveau dans le sillage des cavités. Une analyse spectrale des fluctuations de pression a été réalisée. Pour $l/c \sim 0.4$, la Figure 7.c montre qu'elles sont associées à une fréquence $f \sim 19$ Hz, que l'on retrouve à $x/c = 0.5$, puis qui s'atténue à partir de $x/c = 0.6$ (Figure 7.d-f). Cette fréquence principale se retrouve pour les autres cavités stables : $f \sim 23$ Hz pour $l/c \sim 0.3$ et $f \sim 14$ Hz pour $l/c \sim 0.5$; ce qui conduit à un nombre de Strouhal basé sur la longueur moyenne de poche $St_l \sim 0.2$ dans chaque cas.

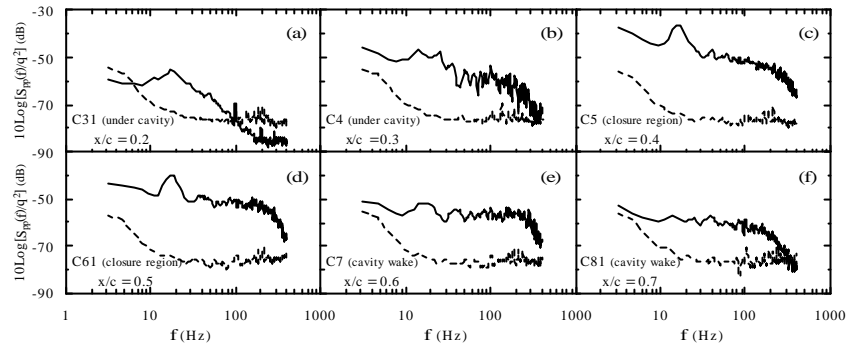


Figure 7. (a) à (f) Densité spectrale de puissance des signaux de pression pour une poche de longueur $l/c \sim 0.4$, les pointillés correspondent au cas subcavitant

Ceci est en accord avec la valeur trouvée par Callenaere et al. [8], mais diffère de $St_l \sim 0.3$ trouvé par d'autres comme Pham et al. [6] et Kawanami et al. [5]. Cependant George et al. [20] ont trouvé $0.23 < St_l < 0.45$, ce qui indique qu'une plage de variation du Strouhal est probable. Ces valeurs sont en général associées avec la présence d'un jet rentrant, ce qui n'est pas forcément en contradiction avec l'observation de poches de type ouvertes, puisqu'une recirculation de l'écoulement en fermeture a pu être observée dans certains cas (Laberteaux et Ceccio [9]).

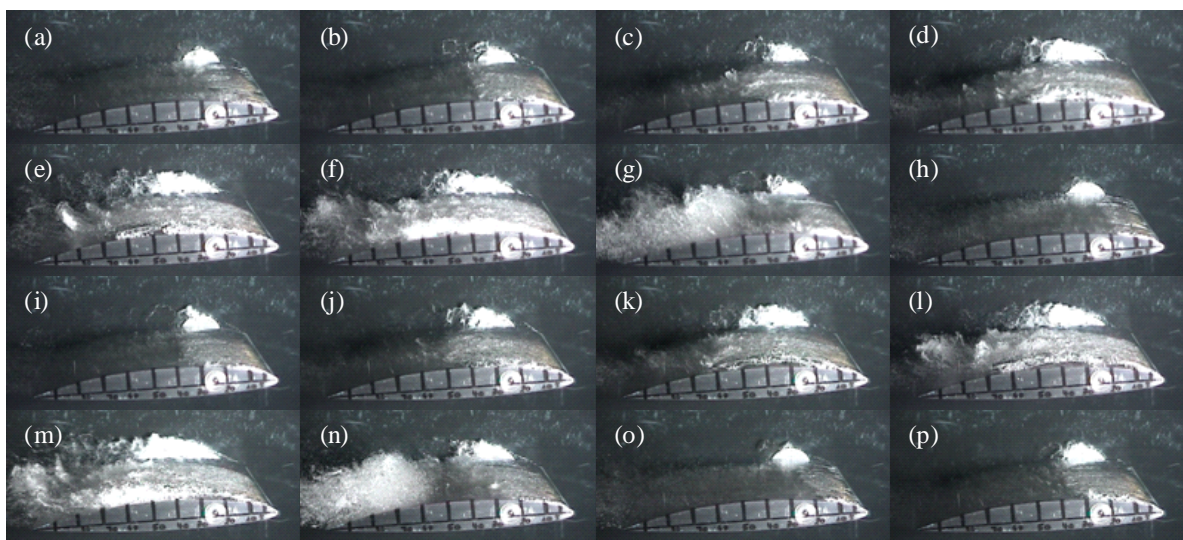


Figure 8. (a) à (p) Deux périodes de l'évolution cyclique d'une poche pulsante, $1/25^e$ s entre les images

Pour $l/c > 0.5c$, la poche évolue périodiquement, alternant des phases de développement et de déstabilisation: la cavité est dite instable ou pulsante (Figure 8). Sa longueur varie entre un minimum et un maximum avec émission de nuages de cavitation. Dans ce cas côté extrados, la pression moyenne est environ la moyenne entre la pression du régime subcavitant et la pression de vapeur saturante pour $0.3 < x/c < 0.5$ (Figure 5.d), et l'intensité des fluctuations de pression augmente significativement tout au long de la corde (Figure 6). La fréquence du phénomène est plus faible que les fréquences des fluctuations des poches stables. La longueur de poche étant ici mal définie, cette fréquence a été adimensionnée par la corde, ce qui fournit une valeur du nombre de Strouhal $St_c \sim 0.1$. Nous précisons que les photos issues de la vidéo, les signaux des mesures d'efforts et les signaux des mesures de pression (respectivement Figure 8, 9 et 10) ne sont pas synchronisés entre eux.

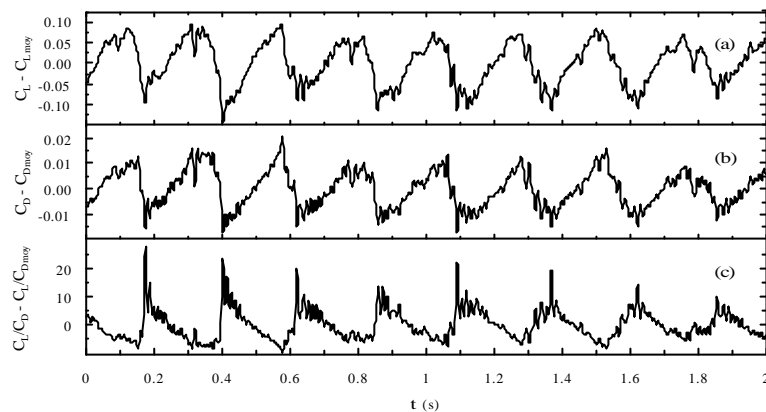


Figure 9. (a) Fluctuations du coefficient de portance, (b) Fluctuations du coefficient de traînée, (c) Fluctuations du coefficient de finesse, pour une poche pulsante

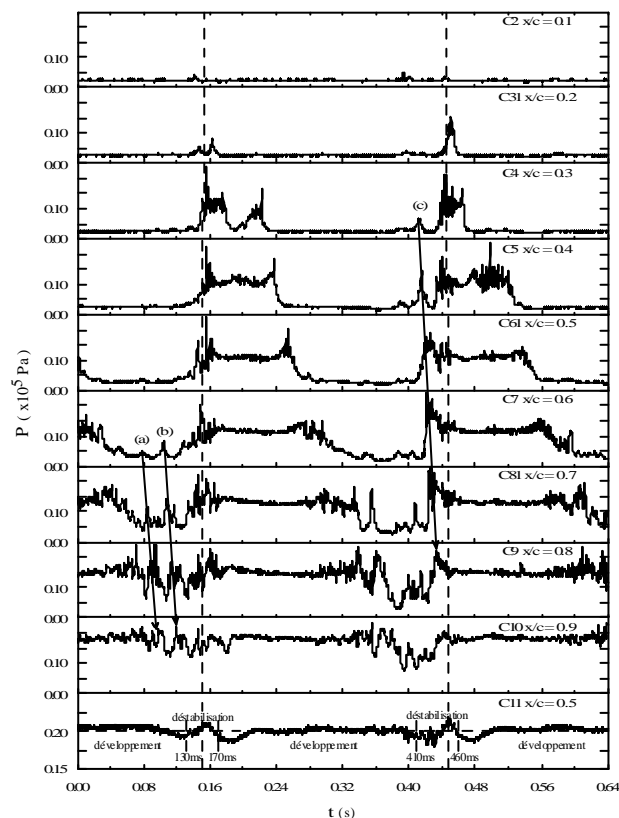


Figure 10. Signaux de pression instantanée pour une poche pulsante

La cavité pulsante étudiée a d'abord une phase de développement jusque $l/c \sim 0.5$ (Figure 8.a-d et Figure 8.h-k). Dans cette première phase, les capteurs de pression voient le passage de la fermeture de la poche comme un front descendant relativement net jusqu'à une pression proche de la pression de vapeur saturante (Figure 10 capteurs *C4*, *C5* et *C61* dans les phases de développement). Des vidéos acquises en vue de dessus ont montré que la poche se développe sous forme de patches attachés au bord d'attaque, d'interfaces lisses, qui fusionnent rapidement en envergure, au fur et à mesure de leur développement en longueur, pour former une unique cavité à partir de $l/c \sim 0.3$. A partir de $l/c \sim 0.5$, le développement de la cavité commence à être ralenti et compensé par l'émission dans le sillage de structures tourbillonnaires en U cavitantes (Figure 8.e-f et Figure 8.l-m) qui collapsent au bord de fuite. Dans cette phase les capteurs de pression voient le passage de la fermeture comme une descente en pression plus lente et plus fluctuante (la fermeture fluctue en espace), et l'on repère des perturbations de pression convectées dans le sillage (par exemple Figure 10 repères (a) et (b), repris Figure 11). D'après les évolutions de portance et de traînée fonction de la longueur de poche (Tableau 1), la phase de développement de la poche s'accompagne d'une augmentation de la portance et de la traînée, et d'une baisse progressive de la finesse (pentes positives Figure 9.a-b et pentes négatives Figure 9.c), ce qui est en accord avec les résultats de Arndt et al. [13].

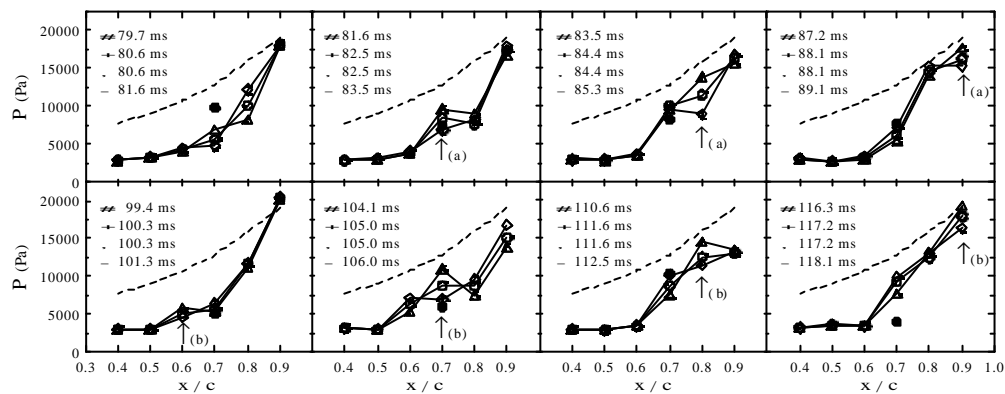


Figure 11. Evolution spatio-temporelle du champ de pression lors de la convection des perturbations (a) et (b) de la Figure 10 dans la phase de développement pour $l/c > 0.5$, les symboles noirs représentent le capteur transversal C82

Quand la longueur de la cavité atteint $l/c \sim 0.7-0.8$, correspondant aux maximums de portance et de traînée Figure 9.a-b et aux minimums de finesse Figure 9.c, celle-ci se scinde en deux à $x/c \sim 0.3$ (Figure 8.g et Figure 8.n), générant un large nuage de cavitation. Le type de perturbation de pression associée à cette déstabilisation correspond par exemple au repère (c) Figure 10, dont la Figure 12 présente la convection le long de l'extrados. La Figure 12 montre de plus que la cavité a tendance à se re-développer à la suite du nuage de bulle, avant de quasiment disparaître quand le champ de pression remonte brutalement et dépasse le niveau subcavitant sur l'ensemble de l'extrados, excepté au bord d'attaque (champ de pression $t = 450$ ms Figure 12). C'est cette chute brutale du volume de la cavité qui augmente la période de génération du dernier nuage de cavitation, la poche devant se re-développer sur un temps assez long. Conjointement à la réduction de la cavité résiduelle, un maximum relatif de pression est enregistré à l'intrados (Figure 10 capteur *C11*). Les Figures 11 et 12 mettent aussi en évidence l'existence d'effets tridimensionnels en particulier durant la phase de déstabilisation. Enfin, la déstabilisation et la quasi-disparition de la poche correspondent à de brusques fronts montants de la fluctuation de finesse (Figure 9.c).

Les simulations de Arndt et al. [13] dans le cas des poches montrent une augmentation locale du niveau de pression là où le jet rentrant coupe une poche en deux, ce qui peut être mis en parallèle avec la surpression mesurée sous la cavité Figure 12 à $t \sim 410$ ms (point de départ du repère (c) Figure 10). Ainsi la génération du nuage de cavitation (Figure 8.g et Figure 8.n) pourrait résulter d'un mécanisme de type jet rentrant. Par contre la quasi-disparition de la cavité résiduelle, suite à une brutale re-compression, pourrait faire appel à un mécanisme type onde de choc, du aux surpressions lors collapse du nuage au bord de fuite, comme mis en évidence par les simulations de Arndt et al. [13] ou de Song et Quin [21]. La présence de ce second mécanisme et le nombre de Strouhal $St_c \sim 0.1$ serait compatible avec les résultats de Kjeldsen et al. [22]. La coexistence des deux phénomènes (jet rentrant et onde de re-compression), intervenant l'un après l'autre, pourrait s'expliquer par la valeur de $s/2(a \cdot a) \sim 4$ pour ce cas, à comparer avec la valeur de transition entre les deux $s/2a \sim 4$ trouvée par Arndt et al. [13] pour un hydrofoil symétrique (nous avons choisi le paramètre $s/2(a \cdot a)$ pour prendre en compte la cambrure de notre hydrofoil).

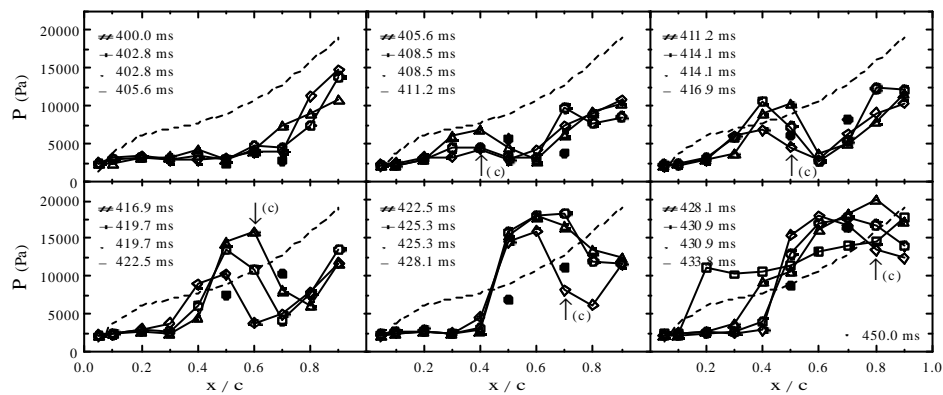


Figure 12. Evolution spatio-temporelle du champ de pression lors de la convection de la perturbation (c) de la Figure 10 dans la phase de déstabilisation, les symboles noirs représentent les capteurs transversaux C62 et C82

De nouvelles séries de mesures ont permis de dégager quelques tendances générales. D'abord, à partir de la poche pulsante précédente, si le nombre de cavitation est encore diminué alors la longueur maximale de la poche au cours des cycles augmente, jusqu'à ce que la transition avec la super-cavitation soit atteinte. Ensuite, à incidence constante $\alpha = 6^\circ$, l'évolution de la fréquence des poches pulsantes en fonction de la vitesse de l'écoulement incident est linéaire, et le nombre de Strouhal St_c est relativement constant ($St_c \sim 0.1$ Tableau 2). Ceci indique un même type de mécanisme impliqué sur cette plage de vitesse (en accord avec la similitude des observations visuelles).

U_0 (m/s)	f (Hz)	$St_c = fc/U_0$
5.33	3.625	0.102
6.66	5.250	0.118
8.00	6.250	0.117
10.00	8.125	0.121

Tableau 2. Nombre de Strouhal associé aux poches pulsantes fonction de la vitesse

Enfin à vitesse constante $U_0 = 5.33$ m/s, les tendances en fonction de l'incidence sont les suivantes. 1) Au-dessous de 5° , la cavitation apparaît sous la forme de patches instables, qui coexistent avec des bulles, et dont l'allongement maximum est de l'ordre de $0.75c$. 2)

Quand on augmente l'incidence jusqu'à environ 7° , la longueur d'apparition des poches pulsantes diminue et leur longueur minimale augmente. Les nombres de Strouhal St_c associés sont toujours proches de 0.1, mais en légère augmentation. 3) A 8° , la longueur d'apparition des poches pulsantes vaut $l/c \sim 0.6$, la fréquence mesurée augmente brutalement (f passe de 4.5 Hz à 7° à 18 Hz à 8°), et le nombre de Strouhal St_l vaut 0.3, indiquant sans doute une prédominance du jet rentrant à partir de cet angle. Le Tableau 3 résume ces données. La transition observée sur la courbe associée au Tableau 3 rejoint bien qualitativement les résultats de Arndt et al. [13] et de Kjeldsen et al. [22]. La différence entre la valeur à 6° $s/2(a-a_0) \sim 3.43$ trouvée ici et celle plus proche de 4 associée à la poche pulsante décrite précédemment provient d'une part de la différence du calage du 0° entre ces deux séries de mesures, et d'autre part de ce que les régimes de poches pulsantes étaient sans doute plus établis pour les mesures du Tableau 3 (c'est-à-dire à une pression d'entrée de veine P_0 un peu plus faible que celle d'apparition de ce type de poche).

α ($^\circ$)	f (Hz)	s	$s/2(a-a_0)$	St_c	St_l
5,5	2,88	0,88	3,193	0,081	non def.
6,0	3,50	1,00	3,431	0,098	non def.
7,0	4,50	1,13	3,447	0,127	non def.
8,0	18,00	1,28	3,529	0,507	0,304

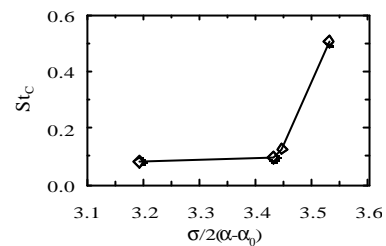


Tableau 3. Nombre de Strouhal associé aux poches pulsantes fonction de l'incidence

5-CONCLUSION

Des résultats de mesures de pression pariétale, de mesures d'efforts, et de vidéos numériques, ont été analysés dans le cas d'un hydrofoil bidimensionnel partiellement cavitant. Les conditions expérimentales couvrent un domaine depuis le régime subcavitant, jusqu'à l'apparition de poches pulsantes.

Pour les cavités de longueur $l/c < 0.5$, les fluctuations spatiales de la fermeture ont de petites amplitudes vis à vis de la longueur moyenne de la poche. Ces fluctuations spatiales sont associées à l'échappement, à des nombres de Strouhal $St_l \sim 0.2$, de petits nuages de bulles, convectés et collapsant dans le sillage de la cavité. Ces valeurs, comparées à la bibliographie, tendent à montrer que le mécanisme de détachement de ces petits nuages est plutôt de type re-circulation de l'écoulement en fermeture de poche.

Pour les cavités de longueur $l/c > 0.5$, des fluctuations spatiales périodiques de la fermeture ont été observées, s'étendant sur une large portion de l'extrados. Ce régime s'accompagne de lâchés de gros nuages de bulles convectés dans le sillage de la cavité, et collapsant autour du bord de fuite. L'analyse de la phase de développement de la poche montre que ce dernier est contrebalancé par l'échappement de petits nuages à partir de $l/c \sim 0.5$, jusqu'à la formation du gros nuage. Le mécanisme de détachement de ces nuages est encore plutôt de type jet rentrant en fermeture de poche. Cette phase s'accompagne d'une augmentation de portance et de traînée, et d'une diminution progressive de la finesse. Ensuite le volume de la poche qui s'est re-développée en amont du gros nuage diminue brutalement (voire disparaît). Cette seconde phase, beaucoup plus rapide, s'accompagne d'une re-compression générale côté extrados (supérieure au champ de pression moyen subcavitant), et d'un maximum relatif de pression à l'intrados. Le mécanisme invoqué ici est plutôt de type onde de re-compression due au collapse du nuage. C'est l'existence de cette seconde phase qui augmente la période de lâcher du gros nuage de bulles. La coexistence de ces deux mécanismes peut s'expliquer par des valeurs du paramètre $s/2(a-a_0)$ proche de 4, la valeur de

transition retenue par Arndt et al. [13]. L'analyse des tendances en fonction de l'incidence a mis en évidence une telle transition à une valeur de $s/2(a-a_0)$ autour de 3.5 pour cette étude.

En ce qui concerne les travaux futurs, des mesures analogues, à 8° , dans des régimes où le jet rentrant domine, ont été réalisées. De plus, des mesures du champ de pression instantané ont été réalisées en faisant apparaître la cavitation à l'intrados, dans un régime qualitativement analogue à celui décrit ici de la poche pulsante à 6° . Ceci a permis d'utiliser l'alignement central de capteurs pour analyser les variations de pression subies par le côté non cavitant. Enfin une étude temps/fréquence des signaux est nécessaire pour analyser plus finement la coexistence des deux mécanismes évoqués plus haut, et justifier la présence de doubles pics observés sur les spectres des signaux de la balance et du capteur acoustique.

6-REMERCIEMENTS

Les auteurs adressent leurs remerciements pour leur soutien au Ministère de la Défense Française, à l'Ecole Navale, et au personnel technique de l'IRENAV. Ils remercient aussi tout particulièrement G. Cazenave, étudiant en 2^{ème} année à l'ENSTA, pour sa participation active (et musclée) à l'étalonnage de la balance hydrodynamique, dans le cadre de son Projet Personnel en Laboratoire.

7-ANNEXE

<i>x/c</i>	<i>y/c</i>	<i>x/c</i>	<i>y/c</i>
-0.000009	0.000051	-0.000009	0.000051
-0.000124	0.002603	0.000731	-0.002407
0.000401	0.005150	0.002056	-0.004687
0.001576	0.007641	0.003946	-0.006775
0.003445	0.010119	0.006473	-0.008721
0.006158	0.012727	0.009834	-0.010627
0.010008	0.015633	0.014349	-0.012586
0.015387	0.018917	0.020396	-0.014623
0.022659	0.022569	0.028302	-0.016722
0.032046	0.026559	0.038265	-0.018879
0.043639	0.030809	0.050360	-0.021057
0.057431	0.035195	0.064561	-0.023196
0.073337	0.039634	0.080778	-0.025273
0.091240	0.044059	0.098896	-0.027272
0.111019	0.048395	0.118796	-0.029164
0.132551	0.052590	0.140356	-0.030944
0.155704	0.056630	0.163454	-0.032624
0.180355	0.060466	0.187971	-0.034178
0.206385	0.064017	0.213789	-0.035556
0.233668	0.067244	0.240789	-0.036747
0.262076	0.070148	0.268849	-0.037773
0.291480	0.072722	0.297850	-0.038643
0.321756	0.074937	0.327672	-0.039343
0.352777	0.076761	0.358197	-0.039849
0.384417	0.078178	0.389304	-0.040166
0.416550	0.079199	0.420875	-0.040311
0.449049	0.079756	0.452790	-0.040220
0.481787	0.079768	0.484928	-0.039828
0.514635	0.079245	0.517169	-0.039155
0.547462	0.078206	0.549393	-0.038221
0.580140	0.076647	0.581481	-0.037033
0.612539	0.074584	0.613311	-0.035610
0.644532	0.072030	0.644765	-0.033964
0.675988	0.069001	0.675724	-0.032114
0.706782	0.065526	0.706072	-0.030126
0.736788	0.061649	0.735692	-0.028030
0.765880	0.057409	0.764464	-0.025830
0.793924	0.052776	0.792279	-0.023650
0.820781	0.047734	0.819029	-0.021624
0.846343	0.042421	0.844591	-0.019709
0.870518	0.037030	0.868841	-0.017807
0.893207	0.031692	0.891656	-0.015881
0.914308	0.026511	0.912916	-0.013934
0.933718	0.021589	0.932506	-0.011999
0.951337	0.017018	0.950309	-0.010109
0.967069	0.012873	0.966219	-0.008294
0.980845	0.009205	0.980162	-0.006587
0.992676	0.006030	0.992151	-0.005026
1.002725	0.003316	1.002356	-0.003627
1.011376	0.000969	1.011176	-0.002367
1.019240	-0.001176	1.019240	-0.001176

Coordonnées de l'hydrofoil dans le repère de la corde

8-NOMENCLATURE

c	= corde = 0.150 m
$C1, C2...$	= labels des capteurs de pression
C_D	= coefficient de traînée = D/qS
C_L	= coefficient de portance = L/qS
C_p	= coefficient de pression = $(P-P_0)/q$
D	= traînée
f	= fréquence
l	= longueur moyenne de poche
L	= portance
P_0	= pression d'entrée de la veine d'essais
P_{rms}	= écart type des signaux de pression
P_v	= pression de vapeur saturante de l'eau
q	= pression dynamique = $0.5\rho U_0^2$
Re	= nombre de Reynolds = $U_0 c/\nu$
S	= aire de l'hydrofoil = $0.150 \times 0.191 \text{ m}^2$
$S_{pp}(f)$	= densité spectrale de puissance des signaux de pression
St_l	= nombre de Strouhal basé sur la longueur de poche = fl/U_0
St_c	= nombre de Strouhal basé sur la longueur de corde = fc/U_0
t	= temps
U_0	= vitesse débitante d'entrée de la veine d'essais
U	= tension de mesure des capteurs de pression
x	= abscisse dans le repère de la corde
y	= ordonnée dans le repère de la corde
α	= angle d'incidence de l'hydrofoil
α_0	= angle de portance nulle = -2.35°
ν	= viscosité cinématique de l'eau
S	= nombre de cavitation = $(P_0 - P_v)/q$
t	= épaisseur relative des hydrofoils = 12%

9-REFERENCES

1. Le, Q., Franc, J.P., and Michel, J.M., 1993, "Partial cavities: pressure pulse distribution around cavity", *J. Fluids Eng.*, 115, pp. 249-254.
2. Franc, J.P., 2001, "Partial cavity instabilities and re-entrant jet", CAV2001 Fourth International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, Pasadena, California.
3. Furness, R.A., and Hutton, S.P., 1975, "Experimental and theoretical studies of two-dimensional fixed-type cavities", *J. Fluids Eng.*, Dec., pp. 515-522.
4. Stutz, B., and Reboud, L., 1997, "Experiments on unsteady cavitation", *Experiments in Fluids*, 22, pp. 191-198.
5. Kawanami, Y., Kato, H., Yamaguchi, H., Tagaya, Y., and Tanimura, M., 1997, "Mechanism and control of cloud cavitation", *J. Fluids Eng.*, 119, pp. 788-794.
6. Pham, T.M., Larrarte, F., and Fruman, D.H., 1999, "Investigation of unstable sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms", *J. Fluids Eng.*, 121, pp. 289-296.
7. Dang, J., and Kuiper, G., 1999, "Re-entrant jet modeling of partial cavity flow on two-dimensional hydrofoils", *J. Fluids Eng.*, 121, pp. 773-780.
8. Callenaere, M., Franc, J.P., Michel, J.M., and Riondet, M., 2001, "The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet", *J. Fluid Mech.*, 444, 2001, 223 - 256
9. Laberteaux, K.R., and Ceccio, S.L., 2001, "Partial cavity flows. Part 1. Cavities forming on models without spanwise variation", *J. Fluid Mech.*, 431, 1-41.
10. Kawanami, Y., Kato, H., Yamaguchi, H., and Maeda, M., 1995, "An experimental investigation of flow field around sheet cavity on foil section", private communication. Société Hydrotechnique de France, Section Cavitation, Réunion du 26 Octobre 1995, LEGI, Grenoble, France.

11. Kubota, A., Kato, H., and Yamaguchi, H., 1992, "A new modeling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section", *J. Fluid Mech.*, 240, pp. 59-96.
12. Chahine, G.L., and Hsiao, C.T., 2000, "Modeling 3D unsteady sheet cavities using a coupled UnRANS-BEM code", Proceedings of 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, September 17-22, 2000, Val de Reuil, France.
13. Arndt, R.E.A., Song, C.C.S., Kjeldsen, M., He, J., and Keller, A., 2000, "Instability of partial cavitation: a numerical/experimental approach", Proceedings of 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, September 17-22, 2000, Val de Reuil, France.
14. Watanabe, S., Tsujimoto, Y., and Furukawa, A., 2001, "Theoretical analysis of transitional and partial cavity instabilities", *J. Fluids Eng.*, 123, pp. 692-697.
15. Astolfi, J.A., Leroux, J.B., Dorange, P., Billard, J.Y., Deniset, F., and De la Fuente, S., 2000, "An experimental investigation of cavitation inception and development on a two dimensional hydrofoil", *J. Ship Res.*, 44, 4, pp. 259-269.
16. Leroux, J.B., Astolfi, J.A., and Billard, J.Y., 2001, "An experimental investigation of partial cavitation on a two dimensional hydrofoil", CAV2001 Fourth International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, Pasadena, California.
17. Leroux, J.B., Astolfi, J.A., and Billard, J.Y., 2002, "An experimental study of partial attached cavitation unsteadiness", Proceedings of the Hydraulic Machinery and Systems 21st IAHR Symposium, September 9-12, 2002, Lausanne, Suisse.
18. Valentine, D.T., 1974, "The effect of nose radius on the cavitation inception characteristics of two-dimensional hydrofoils", Report 3813 of the Naval Ship Research and Development Center, Bethesda, Maryland 20034.
19. Gaster, M., 1969, "The structure and behavior of laminar separation bubbles", NPL Aero. Rep. No.1181 (revised).
20. Georges, D.L., Iyer, C.O., and Ceccio, S.L., 2000, "Measurement of the bubbly flow beneath partial attached cavities using electrical impedance probes", *J. Fluids Eng.*, 122, pp. 151-155.
21. Song, C.C.S., and Qin, Q., 2001, "Numerical simulation of unsteady cavitating flow", CAV 2001, Fourth International Symposium on Cavitation, June 20-23, 2001, Pasadena, California.
22. Kjeldsen, M., Arndt, R.E.A., and Effertz, M., 2000, "Spectral characteristics of sheet/cloud cavitation", *J. Fluids Eng.*, 122, pp. 481-487.