

Couche limite et fluctuations d'efforts hydrodynamiques sur profils portants. Influence de la cavitation.

C. SARRAF, H. DJERIDI, J.Y. BILLARD

Institut de Recherche de l'Ecole Navale, BP 600

Lanvéoc Poulmic, 29240 BREST

djeridi@ecole-navale.fr

Résumé :

Le travail présenté ici concerne l'étude expérimentale des modifications d'une couche limite sur un profil NACA symétrique d'épaisseur relative 15 % à Reynolds $0,5 \cdot 10^6$, en présence d'une cavité de vapeur stable se développant sur l'extrados du profil près du bord d'attaque, pour un angle d'incidence de 10° . Une comparaison systématique des grandeurs intégrales et des grandeurs moyennes et fluctuantes a été réalisée avec et sans poche de cavitation afin de mettre en évidence les mécanismes d'interaction entre la phase dispersée et la phase liquide. Les résultats obtenus montrent que la présence de la poche contribue à un épaissement de la couche limite et à une augmentation de la vitesse en très proche paroi. On observe une stabilisation de la couche limite turbulente sur le profil et un retard au décollement. L'analyse des moments d'ordre supérieur montre un décalage des maxima de production d'énergie cinétique et de cisaillement vers des distances à la paroi plus grande, une amélioration du mélange turbulent dans la zone logarithmique de la couche limite et a permis de comprendre les mécanismes de transfert et d'échange en présence de la poche.

Abstract :

The results of an experimental investigation of the turbulent boundary layer that develops on a symmetric hydrofoil at moderate Reynolds number when a stable partial cavity takes place in the vicinity of the leading edge at angle of attack of 10° , are presented. The modifications of the mean and turbulent properties introduced by the existence of the vapour phase have been compared to the same quantities in the non cavitating state. A particular focus has been put on the evolution of the logarithmic law of the velocity profile and on the modification of the global parameters. The higher order moments have been studied to highlight the exchanges and transfers of turbulent quantities between the different regions of the boundary layer. The results have shown that the vapour phase modify the thickness of this zone of velocity defects and enhance the exchanges with the external layer leading to an increase of the velocity close to the wall. This particular phenomenon is related with a stabilisation of the boundary layer and delays its separation.

Mots-clefs :

Couche limite turbulente, poche de cavitation, profil NACA.

1 Introduction

La cavitation est un phénomène d'importance majeur pour le fonctionnement des machines hydrauliques. Un effort considérable a été réalisé pour bien comprendre les mécanismes de croissance et d'effondrement de bulles de vapeur au contact des parois solides ainsi que l'apparition et le développement de poche attachées. Le développement de la poche proprement dite est analysé par de nombreux auteurs (Franc et al. 1995). Les caractéristiques géométriques des poches ont été également largement étudiées notamment par Katz, (1984) et Kawanami et al., (1995). La transition entre les comportements stable et instable des poches a été étudiée numériquement et expérimentalement (Leroux 2003, Arndt 2000). De nombreuses données disponibles concernent les conditions d'écoulement dans la zone de fermeture proprement dite et quelques travaux descriptifs portent sur la nature de la couche limite dans la zone d'ouverture de poche (Franc et Michel 1985). Les mécanismes conduisant à l'apparition de la poche revêtent un très grand intérêt et Arakeri et Acosta (1973) montrent que la poche en forme de bande doit sa stabilité à un bulbe de décollement laminaire. Cependant, bien que Zhang et al. (1998) ou

Guennoun (2006) montrent que des germes siégeant dans des irrégularités de surface peuvent promouvoir l'apparition de bande de cavitation dont la frontière amont est irrégulière, la question de l'apparition de poche en l'absence de bulbe n'est pas totalement élucidée (Gopalan and Katz 2000 ; Furness and Hutton 1975 ; Avellan 1998). De plus, même si Dupont (1991) observe que sur un profil particulier (Naca0009 modifié) une poche de vapeur accrochée à pour effet d'augmenter significativement la portance et que Kjeldsen et al. (1993) observent un effet équivalent, peu de données expérimentales sont disponibles en ce qui concerne l'influence de la cavitation sur l'écoulement.

Le présent travail s'attache à l'étude expérimentale des modifications d'une couche limite sur un profil NACA symétrique d'épaisseur relative 15 % à Reynolds $0,5 \cdot 10^6$, en présence d'une cavité de vapeur stable se développant sur l'extrados près du bord d'attaque lorsque le profil a une incidence de 10° . Les mesures du champ de vitesse en couche limite ont été réalisées par LDV. Les vitesses tangentielles moyennes ainsi que les quantités turbulentes sont systématiquement comparées pour mettre en évidence les différentes modifications engendrées par la présence de la phase dispersée en amont et dans le sillage de celle-ci. Une attention particulière est portée sur les mécanismes d'échanges et de transferts dans la couche limite via une analyse en quadrant des fluctuations de vitesses tangentielle et normale.

2 Dispositif expérimental.

Les essais ont été réalisés dans la veine du tunnel hydrodynamique (THEN), de section carrée de 192 mm de côté, et d'une longueur de 1 m. Les mesures sont réalisées sur un hydrofoil symétrique NACA0015 (Abbott, 1959) de longueur de corde $c = 100$ mm. Ces mesures de vitesse ont été effectuées par LDV 2 composantes dans un écoulement ensemencé par des particules d'Iridium® de taille micrométrique. Le taux d'acquisition maximum est de 2 kHz pour un temps de mesure maximum de 60 s, l'erreur sur les composantes moyennes et fluctuantes reste respectivement inférieure à 1 % et 1,5 %. Le volume de mesure est un ellipsoïde de dimension $40 \times 40 \times 800 \mu\text{m}$. Les erreurs de biais spatial dues à la taille du volume de mesure en proche paroi du profil NACA sont estimées et restent inférieures à l'erreur statistique excepté dans la sous couche visqueuse. Il a été également vérifié que les composantes moyennes et fluctuantes ne sont pas significativement modifiées par la présence de micro-bulles dans le sillage de la poche. La grille de mesure orientée dans la direction des normales locales à la paroi, est très raffinée et a un pas de $50 \mu\text{m}$ sur les seize normales effectuées. Cette grille est présentée en figure 1 a). La poche de cavitation, représentée figure 1 b), est attachée à $x/c = 0,05 \pm 0,01$ et à une longueur moyenne de $0,2 \pm 0,02 x/c$. Dans ces conditions de développement de la poche attachée, le paramètre de Thomas, σ , est égal à 2,35. Il est défini par :

$$\sigma = (p - p_v) / (0.5 \rho U_{ref}^2)$$

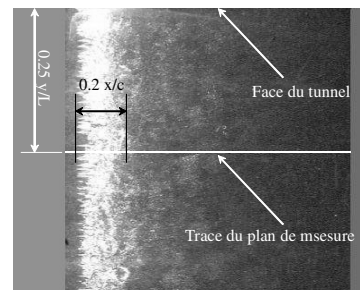
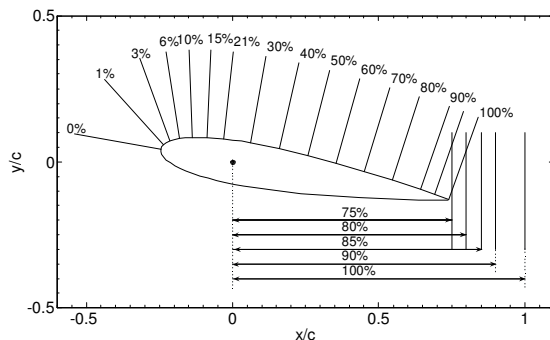


Figure 1 a) Grille de mesure sur le profil et b) Conditions de cavitation.

3 Caractérisation de la couche limite.

L'état de la couche limite sur le profil NACA0015 est caractérisé par les grandeurs intégrales δ_1 et δ_2 (épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement définies respectivement équations (1)). L'épaisseur conventionnelle de couche limite et la vitesse tangentielle à la frontière extérieure sont respectivement notées δ et U_e . D'un point de vue pratique et compte tenu des incertitudes de mesure, δ et U_e sont définis à partir de la vitesse maximale mesurée sur la normale à la paroi. Le paramètre adimensionnel H_{12} , défini par l'équation (1), est un paramètre caractéristique de la forme de la couche limite en fonction de son état laminaire ou turbulent, Cousteix (1989).

$$H_{12} = \frac{\int_0^\delta \bar{u} dy}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy, \quad \theta = \delta_2 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy, \quad H_{12} = \frac{\delta}{\theta} \quad (1).$$

Le facteur de forme a été déterminé avec et sans poche de cavitation et les évolutions sont présentées en figure 2. L'évolution du facteur de forme en l'absence de poche montre que le plateau de H_{12} de la zone turbulente est légèrement supérieur à la valeur standard de 1,4. Le point de transition laminaire-turbulent est localisé à $x/c = 0,09$. En présence de la poche, on observe une modification du paramètre H_{12} . En effet, en amont de la poche H_{12} franchi le seuil de décollement à 3,5 pour une position sur le profil $x/c = 0,03$. Dans le sillage de la poche H_{12} devient voisin de 1,4 et le point de décollement de la couche limite est retardé vers le bord de fuite.

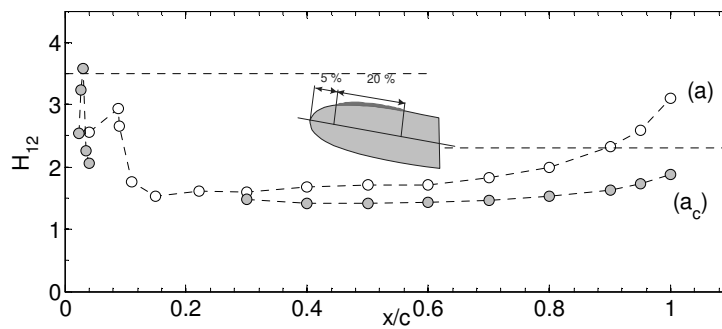


Figure 2 : Facteur H_{12} , $Re = 0,5 \cdot 10^6$ et 5° . ● 2.35 (a_c).

4 Distribution de vitesse dans la couche limite et lois de paroi.

Pour une position donnée $x/c = 0,8$ sur le profil, les distributions de la vitesse tangentielle dimensionnelle, présentées en figure 3, montrent que la vitesse est accélérée en région de proche paroi dans un rapport maximum atteignant 1,25 à une distance à la paroi $y/c = 0,005$. La présence de la poche tend à augmenter l'épaisseur de la couche limite turbulente.

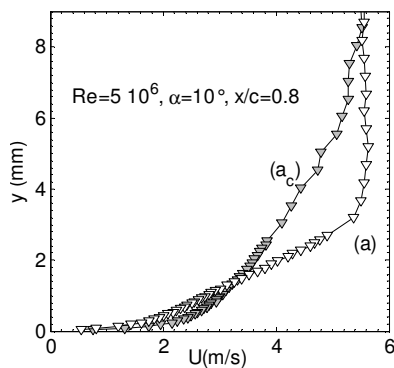


Figure 3 : Vitesses tangentielles dimensionnelles.

x/c	A-N.Cav.	A Cav.
0,4	10,9	6,7
0,5	11,0	7,2
0,6	10,0	6,9
0,7	10,6	6,9
0,8	11,5	7,5
0,9	11,0	7,6
0,95	-	8,0

Tableau 1 : Comparaison des valeurs de A en cavitant et non cavitant.

Les profils des vitesses moyennes tangentielles sont présentés sur la figure 3, en fonction des paramètres de paroi U^+ et y^+ . Ces paramètres adimensionnels sont définis de la façon suivante :

$$U^+ = \frac{\bar{u}}{U_e}, \quad y^+ = \frac{U_e y}{\nu}$$

La valeur du coefficient de frottement est estimée par la corrélation semi empirique de Ludwig-Tillmann (1950) utilisant H_{12} et nombre de Reynolds calculé à partir de δ_2 :

$$Cf = 0.246 \cdot 10^{-0.678H} \cdot Re_2^{0.268}, \quad U_e = U_e \sqrt{\frac{Cf}{2}}$$

Cette estimation a été comparée aux données expérimentales du gradient de vitesse à la paroi $\tau_w = \mu dU/dy$ et aux résultats numériques obtenus par un calcul 3C3D (Houdeville, 1992).

La distribution des vitesses tangentielles dans la zone interne d'écoulement turbulent est généralement désignée sous l'appellation loi de paroi

$$U^+ = A \ln(y^+) + B$$

Les données expérimentales sont reportées sur la figure 4 pour les cas cavitant et non cavitant ainsi que pour différentes stations x/c sur le profil. Sans la poche de cavitation, on observe en premier lieu que la valeur du coefficient A ne converge pas vers une valeur classique $\ln(10)/\kappa=5,7$ obtenue sur plaque plane lisse. On peut noter que la validité de la loi universelle logarithmique a été récemment discutée par Buschmann et Gad El Hak (2003). Ils proposent une loi en puissance dépendant du nombre de Reynolds qui a été testée sur nos données expérimentales sans succès. Ce résultat tend à indiquer que la couche limite qui se développe sur notre profil à $Re=0,5 \cdot 10^6$ est en non-équilibre du aux effets de bas Reynolds (ceci étant confirmé par des mesures réalisées à un nombre de Reynolds plus élevé, permettant l'obtention du valeur de A plus proche de la valeur 5,7). Les valeurs des coefficients sont répertoriées dans le tableau 1.

En présence de la poche, on peut observer pour chaque position x/c une distribution de vitesse en auto-similarité associée à une pente plus proche de la valeur A classiquement obtenue. Il semble que la présence de la poche tend à stabiliser la couche limite. On observe également, figure 4, une diminution de la zone de sillage et une extension de la zone logarithmique vers des distances à la paroi plus importantes. En effet, cette extension globale de la couche atteint $y^+ = 1000$ pour $y^+ = 400$ sans la poche de cavitation.

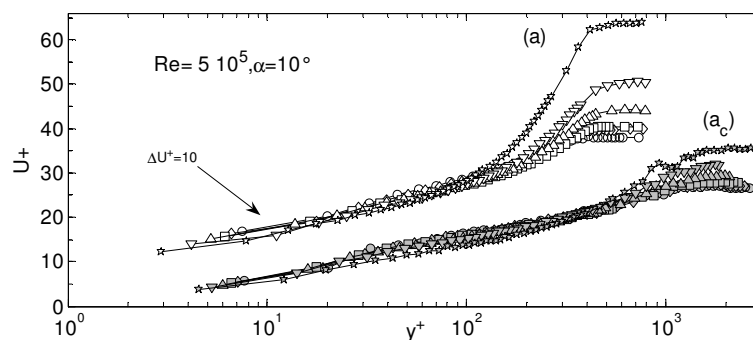


Figure 4 : Vitesse internes. $Re=0,5 \cdot 10^6$ et 5° . Symboles gris : 2.35 (a_c).

3.1 Comparaison des quantités turbulentes.

Sur la figure 5 l'évolution en y^+ de la première composante normale du tenseur de Reynolds a été représentée sous forme non dimensionnelle en la rapportant au produit $U_e u_\tau$ suivant en cela la normalisation proposée par DeGraff et Eaton (2000) qui permet la mise en évidence des phénomènes à la fois en proche paroi et dans la zone de sillage.

On remarquera que pour nos données cette normalisation permet de mettre en évidence le collapse des courbes à la fois en proche paroi et dans la zone externe. Dans le cas non cavitant les deux courbes les plus proche du bord de fuite ($x/c = 0.8$ et 0.9) mettent en évidence l'effet du gradient de pression adverse. Dans le cas cavitant on observe une augmentation globale de la valeur du paramètre et l'on retrouve l'effet d'épaississement de la couche limite. De plus l'augmentation de l'intensité turbulente estompé l'effet du gradient de pression et toutes les courbes collapent dans cette représentation.

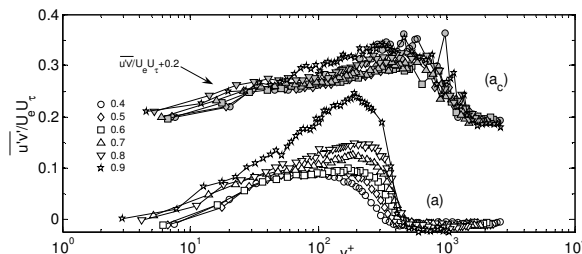
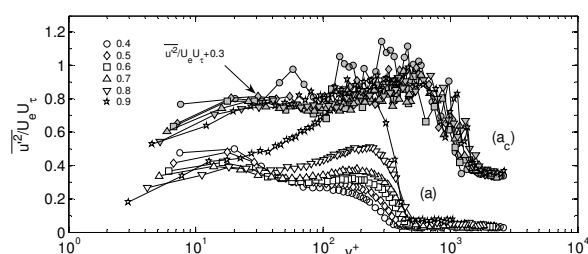


Figure 5 : Première composante du tenseur de Reynolds. Figure 6 : Contrainte de cisailment.

Les mêmes remarques peuvent être faites à propos de la figure 6 où sont représentées les tensions de Reynolds en fonction du paramètre y^+ .

La figure 7 représente, dans le cas cavitant et non cavitant la corrélation des tensions de Reynolds. On y retrouve, dans le cas non cavitant un plateau à 0,4 dans la zone logarithmique, cette valeur est supérieure à la valeur habituellement obtenue (0,3) dans le cas de la plaque plane. Dans le cas cavitant on obtient une valeur légèrement plus faible voisine de 0,3. L'effet de la poche se traduit donc par une diminution du paramètre qui reprend la valeur classiquement obtenue dans le cas de la plaque plane sans modifier la qualité de la corrélation sur l'épaisseur de la couche limite.

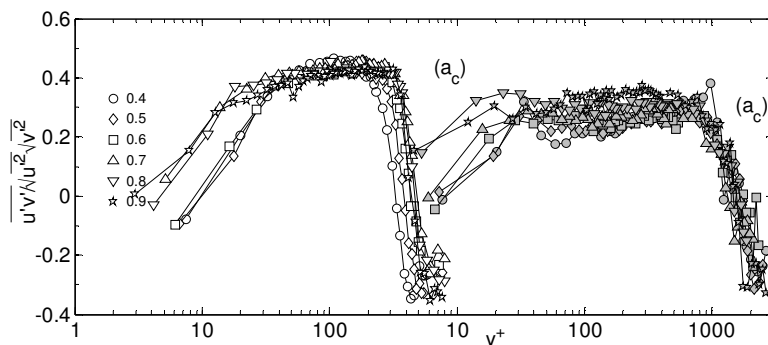


Figure 7 : Paramètre de corrélation des contraintes de Reynolds.

Sur la figure 8 la production d'énergie cinétique turbulente a été reportée en fonction du paramètre y^+ . L'allure des courbes dans le cas non cavitant met en évidence une augmentation de la production dans la zone externe en particulier pour les normales les plus proches du bord de fuite. Dans le cas cavitant l'allure des courbes est beaucoup plus classique et l'on retrouve un comportement, dans la zone externe, proche de la loi en $(ky^+)^{-1}$ obtenue sur plaque plane.

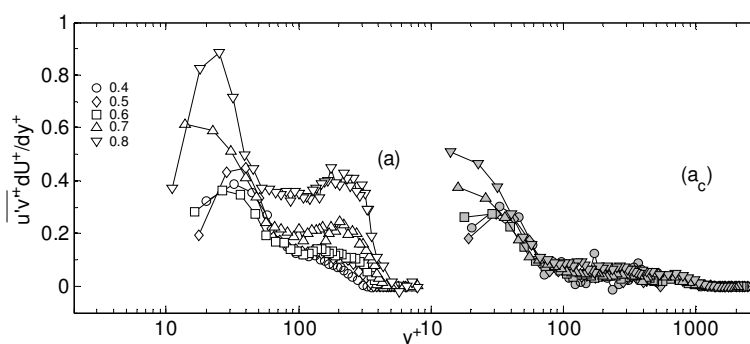


Figure 8 : Production d'énergie cinétique turbulente.

4 Discussion et conclusion

L'étude des moments d'ordre supérieur, non présentée dans ce papier, permet de mettre en évidence les mouvements de fluides observables dans la couche limite et montre un apport de fluide rapide dans la zone de proche paroi. Pour mieux appréhender les mouvements globaux à l'origine de la turbulence, l'analyse des composantes de la vitesse par la méthode des quadrants de Wallace et al (1972) est présentée. Elle met en évidence la nature des événements à l'origine de la production d'énergie cinétique turbulente et a été réalisée sur des mesures de composantes fluctuantes de vitesse mesurées avec et sans poche de cavitation et confirme l'analyse précédente.

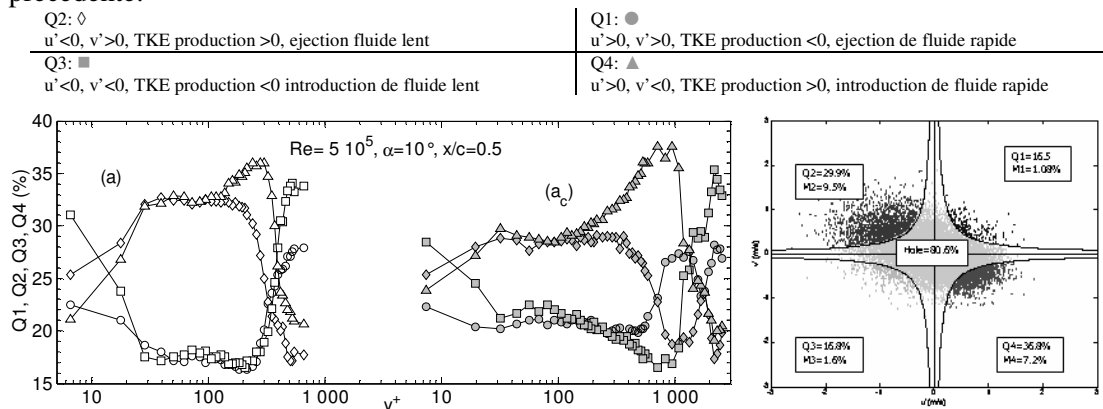


Figure 9 : Contribution des quadrants à la contrainte turbulente.

Le présent travail met en évidence, que ce soit par l'analyse des quantités globales ou par une analyse fine des quantités turbulentes le rôle de la poche de cavitation qui épaissit la couche limite et tend à la rééquilibrer en améliorant les transferts et le mélange turbulent. Les effets d'augmentation de la vitesse moyenne en proche paroi, rendus responsables des effets de portance observées sur certains profils peuvent s'expliquer par l'apport accru de fluide rapide en proche paroi attesté par la prépondérance du secteur Q₄ dans le diagramme de la figure 9. Enfin la présence de la poche atténue les effets du gradient de pression adverse.

Références :

- Abbott I. H., von Doenhoff A.E., (1959), "Theory of Wing Sections. Including a Summary of Airfoil Data". Dover Publications, Inc .
- 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 the 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, ONR, September, 17-22, Val de Reuil, France.

- Arakeri V.H. and Acosta, A.J. (1973). "Viscous Effects in the Inception of Cavitation on Axisymmetric Bodies". *Journal of Fluids Engineering*, vol. **95**, pp. 519-527.
- Avellan F., Dupont P., Rhyning I., (1998), "Generation mechanism and dynamics of cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity". 17th Symposium on Naval Hydrodynamics.
- Buschmann M.H., Gad-el-Hak M., (2003), "Debate Concerning the Mean-Velocity Profile of a Turbulent Boundary Layer". *AIAA Journal*, vol. **41** no.4 (565-572).
- Cousteix J. (1989), "Turbulence et Couche limite", ed. Cepadues.
- DeGraaff D.B. and Eaton J.K., (2000), "Reynolds Number Scaling of the Flat-Plate Turbulent Boundary Layer". *J. Fluid Mech.*, vol. **422**, pp. 319-346.
- Dupont P., 1991, "Etude de la dynamique d'une poche de cavitation partielle en vue de la prédiction de l'érosion dans les turbomachines hydrauliques", Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne n° 931.
- Franc J.P., Avellan F., Belahadji B., Billard J.Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D.H., Karimi A., Kueny J.L., Michel J.M., (1995), "La cavitation mécanismes physiques et aspects industriels". Presse Universitaire de Grenoble.
- Franc, J.P. and Michel, J.M. (1985). "Attached cavitation and the boundary layer - Experimental investigation and numerical treatment". *J. Fluid Mech.*, vol. **154**, pp. 63-90.
- Furness, R.A. and Hutton, S.P (1975). "Experimental and Theoretical Studies of Two-dimensional Fixed-type Cavities", *Journal of Fluids Engineering*, vol. **97**, 515-522.
- Gopalan S., Katz J., (2000), "Flow structure and modelling issues in the closure region of attached cavitation". *Physics of Fluids*, vol. **12**, N° 4, pp. 896-911.
- Guenoun M. F., (2006), "Etude physique de l'apparition et du développement de la cavitation sur un profil isolé". Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne n°3574.
- R. Houdeville et P. Malecki, Calcul de couches limites tridimensionnelles. Description et mode d'emploi du code 3C3D, ONERA CERT, Septembre 1994.
- Kawanami Y., Kato H., Yamaguchi H., Maeda M., (1995), "An experimental investigation of flow field around sheet cavity on foil section", Communication privée, Société Hydrotechnique de France, Section cavitation, LEGI, Grenoble, France.
- Katz J., (1984). "Cavitation phenomena within regions of flow separation". *J. Fluid Mech.*, vol. **140**, p.397-436.
- Kjeldsen M., Arndt R. E. A., Effertz M., (2000) "Spectral characteristics of sheet/cloud cavitation", *Journal of Fluid Engineering*, vol. **122**, pp 481-487.
- Leroux J.B., (2003), "Etude expérimentale en tunnel hydrodynamique des instabilités de la cavitation par poche sur hydrofoil par la mesure spatio-temporelle du champ de pression pariétal", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes – Université de Nantes, IRENav.
- Zhang Y., Gopalan S., Katz J., (1998). "On the Flow Structure and Turbulence in the Closure Region of Attached Cavitation", 22nd ONR Symp. on Naval Hydrodynamics.
- Wallace J. M., Eckelmann H. and Brodkey R. S., (1972), "The wall region in turbulent shear flow". *J. Fluid Mech.*, vol. **54**, part 1, pp 39-48.