

ENROULEMENT ET CAVITATION DANS UN TOURBILLON MARGINAL

Daniel H. Fruman, Christian Dugué

Groupe Phénomènes d'Interface
Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées
91120 Palaiseau, FRANCE

Philippe Cerrutti

Laboratoire d'Hydrodynamique
Ecole Navale
29240 Brest Naval, France

Résumé

A partir de mesures de la composante tangentielle du champ des vitesses d'un tourbillon marginal généré par un plan porteur elliptique, on détermine l'intensité locale du tourbillon et le rayon caractérisant la zone intérieure, en rotation de corps solide. Suivant l'incidence du plan porteur, (5 ou 10°), l'intensité locale du tourbillon à l'extrémité de celui-ci est déjà comprise entre 20 et 40% de celle atteinte asymptotiquement lorsque l'enroulement est complété, à peu près une corde en aval de l'extrémité. Le rayon caractéristique de la zone en rotation de corps solide augmente rapidement dans la demi corde en aval de l'extrémité et évolue ensuite plus lentement. A partir de ces résultats on calcule les coefficients de pression le long de l'axe du tourbillon et l'on montre que le minimum est tout à fait comparable au nombre de cavitation critique. Les effets du nombre de Reynolds sur les nombres de cavitation critiques sont mis en évidence et interprétés en considérant les modifications de la couche limite sur le plan porteur. Une méthode permettant de déterminer le nombre de cavitation critique pour n'importe quel nombre de Reynolds à partir d'une seule mesure est proposée.

Summary

Using the values of the tangential component of the velocity of a tip vortex issued from an elliptical planform hydrofoil, the local intensity of the vortex and the radius of the inner, solid body rotation, region are determined. Depending on the incidence angle of the hydrofoil (5 and 10°), the local intensity of the vortex at the tip of the wing is already between 20 and 40 % of the asymptotic value for vortex roll-up completion, at about one chord downstream of the tip. The characteristic radius of the solid body rotation region increases rather sharply in the first half chord downstream the tip and more slowly afterwards. These results allow the computation of the local pressure coefficient in the vortex axis and it is shown that the minimum compares very favourably to the critical cavitation number. The effect of Reynolds numbers on the critical cavitation numbers are shown and interpreted by considering the modification of the boundary layer on the hydrofoil. A method allowing to compute the critical cavitation number for any Reynolds number from a unique experiment is proposed.

INTRODUCTION

L'apparition de la cavitation au sein du tourbillon marginal est déterminée par le processus d'enroulement des nappes fluides autour et en aval de l'extrémité du plan porteur. Ce processus dépend d'une part de la distribution de la charge sur l'aile et d'autre part de la dimension des couches limites se développant sur celle-ci. Kaden [1931] fournit l'évolution de l'intensité du tourbillon marginal en fonction de la distance pour une distribution de charge elliptique. Cependant, la seule connaissance de l'évolution de l'intensité du tourbillon ne permet pas d'évaluer le niveau de pression au centre du tourbillon et donc les conditions de naissance de la cavitation. En effet, la distribution des vitesses tangentielles du tourbillon marginal est caractérisée par la présence de deux zones, l'une extérieure dans laquelle elles évoluent comme celles d'un tourbillon potentiel et l'autre intérieure où l'évolution est celle d'une rotation de corps solide. La pression au centre du tourbillon dépend essentiellement de la dimension de la zone en rotation de corps solide et il est donc nécessaire de connaître son évolution au cours de l'enroulement. Il a été suggéré par McCormick [1962] et confirmé dans le rapport 1990 de l'ITTC [1990] que la zone intérieure est directement reliée à l'épaisseur de la couche limite sur le plan porteur.

Cet article présente les résultats des mesures de la composante tangentielle de la vitesse dans un tourbillon marginal généré par un plan porteur elliptique et des nombres critiques de naissance et disparition de la cavitation. A partir des profils de vitesses on détermine l'intensité locale du tourbillon et le rayon caractérisant la zone intérieure, en rotation de corps solide, en ajustant les points expérimentaux à un profil de vitesses du type de Burgers. Ces résultats permettent d'estimer les coefficients de pression le long de l'axe du tourbillon et de montrer que le minimum est tout à fait comparable au nombre de cavitation critique. Les effets du nombre de Reynolds sur les nombres de cavitation critiques sont mis en évidence et interprétés en considérant les modifications de la couche limite sur le plan porteur. Ces résultats sont vérifiés par les données expérimentales et étendus, après analyse, à une large plage de nombre de Reynolds. Une méthode permettant de déterminer le nombre de cavitation critique pour n'importe quel nombre de Reynolds est proposée.

MOYENS EXPERIMENTAUX

Les composantes axiales et tangentielles des vitesses du tourbillon marginal issu d'une aile de forme en plan elliptique de demi envergure $b = 12$ cm, de corde à l'emplanture $c_{\max} = 8$ cm et de section droite NACA 0020 ont été mesurées au moyen d'un vélocimètre laser deux composantes de marque DANTEC opérant en rétrodiffusion. Le plan porteur était placé normalement à la paroi verticale de la veine d'essais, de section carrée de 0,192 m de côté, du tunnel de cavitation du Laboratoire d'Hydrodynamique de l'Ecole Navale. Les mesures ont été effectuées pour deux incidences, 5 et 10°, une vitesse de l'écoulement non perturbé de 15 et 13 m/s respectivement, et différentes positions le long du tourbillon. Les distances des sections dans lesquelles sont effectuées les mesures sont, par rapport à une origine qui coïncide avec le bord d'attaque à l'emplanture, de 4, 5, 6, 8, 12, 20 et 36 cm., ce qui correspond à des distances adimensionnées par rapport à la corde de 0,5, 0,625, 0,75, 1, 1,5, 2, 5 et 4,5.

Pour faire en sorte que le volume de mesure se déplace suivant une horizontale centrée sur l'axe du tourbillon on a procédé de la manière suivante. Le tourbillon a été visualisé en le rendant cavitant par diminution de la pression de référence dans le tunnel et le point de croisement des faisceaux a été déplacé jusqu'à ce qu'il coïncide avec la trajectoire mise en évidence par les bulles convectées au centre du tourbillon dans les conditions d'apparition de la cavitation. Vu leur dimension, inférieure au millimètre, il est estimé que le positionnement du volume de mesure par rapport au centre du tourbillon est obtenu avec une précision inférieure à un demi millimètre.

Le système de vélocimétrie laser est constitué d'une source laser argon de 5 W de puissance nominale et d'un ensemble optique. Ce dernier est essentiellement constitué d'un séparateur en deux faisceaux, d'une cellule de Bragg assurant le décalage en fréquence pour la mesure de valeurs négatives de la vitesse, d'un séparateur en deux couleurs - un faisceau bleu de longueur d'onde 488 nm et un faisceau vert de longueur d'onde 514,5 nm - et d'un élargisseur de faisceau et une lentille frontale de focale 360 mm. L'écartement des faisceaux au niveau de la lentille est de 52 mm ce qui donne un interfrange de 3,39 μm et de 3,57 μm pour les réseaux de franges, respectivement, bleu et vert. Le volume de mesure ainsi défini est un ellipsoïde d'approximativement 1 mm de long et de 0,1 mm de diamètre. Les signaux optiques provenant de chaque réseau de franges, recueillis par des photomultiplicateurs placés en rétrodiffusion, sont analysés par des compteurs DANTEC 55L90 et transmis à un ordinateur par leur sortie numérique. Le taux d'acquisition des signaux est amélioré par adjonction de particules solides d'Iriodine à l'eau de recirculation.

Les nombres critiques d'apparition et de disparition de la cavitation naissante ont été déterminés pour des vitesses comprises entre 3 et 10 m/s et des incidences de l'aile allant jusqu'à 18°.

RESULTATS

Mesure des vitesses.

Les caractéristiques de l'écoulement non perturbé ont été déterminées en mesurant les profils des vitesses axiales et tangentielles dans une section située en amont du plan porteur. La moyenne de la composante axiale correspond bien à la vitesse nominale et son taux de turbulence, défini comme la racine carrée de la somme des carrés des fluctuations de vitesses rapportée à la vitesse nominale, est légèrement supérieur à 2%. Pour la composante tangentielle, la valeur moyenne oscille entre $\pm 0,2$ m/s et le taux de turbulence est légèrement inférieur à 1%.

A l'aval du plan porteur, pour $x/c_{\text{max}}=2,5$, Figure 1, on note, en ce qui concerne les composantes tangentielles, la forte dissymétrie du profil des vitesses. La vitesse maximale à l'extérieur du sillage, pour les abscisses positives, est beaucoup plus grande que celle à l'intérieur de celui-ci. Cet effet est d'autant plus important que la section de mesure est proche de l'extrémité de l'aile et que l'angle d'incidence est grand. Des résultats semblables pour un plan porteur homothétique dont les dimensions sont trois fois plus petites ont été présentés par Aflalo et Fruman [1989].

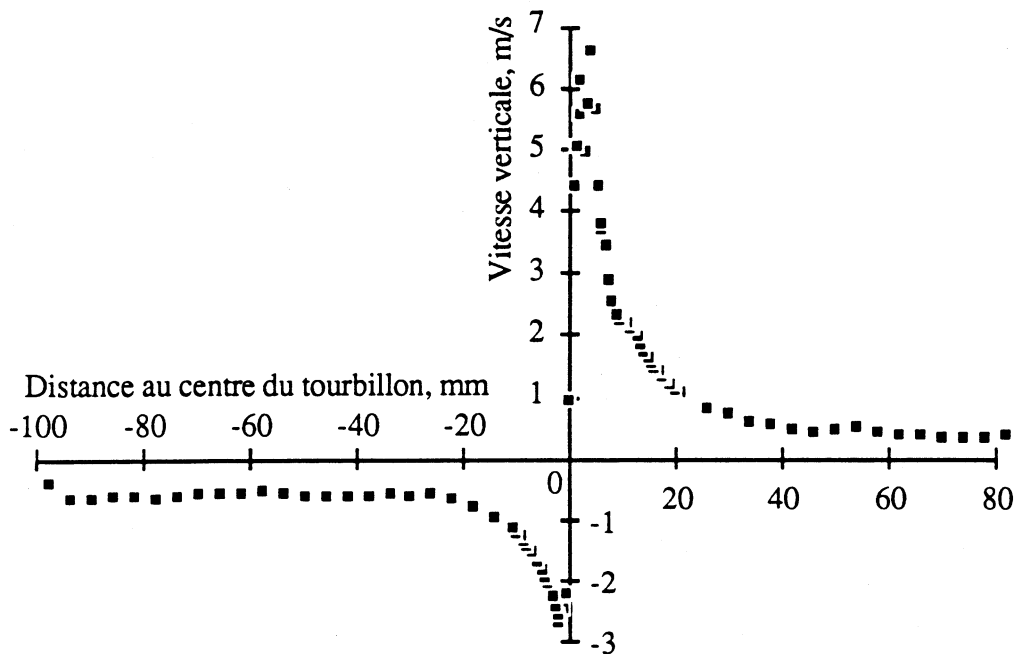


Figure 1 : Profil des composantes verticales de la vitesse à une distance de 2,5 cordes en aval du bord d'attaque à l'emplanture pour une incidence de 10° et une vitesse de l'écoulement non perturbé de 13 m/s.

Le défaut d'enroulement traduit, d'une part, le fait que les filets fluides ayant transité sur l'intrados et l'extrados de l'aile ne sont entraînés dans la rotation qu'avec un certain retard par rapport à ceux situés hors de la pale et, d'autre part, qu'il y a interaction entre les vitesses induites par le tourbillon et celles induites par le sillage. La disparition de cette dissymétrie peut être considérée comme un critère permettant d'établir la distance à laquelle l'enroulement se trouve complété. En fait, pour pouvoir étudier l'évolution de l'enroulement le long du tourbillon nous estimons qu'il est plus approprié de ne prendre en compte que l'évolution des vitesses hors sillage. Les Figures 2 et 3, montrent respectivement pour l'incidence de 5° et de 10° , ces profils de vitesses pour cinq des sept sections de mesure.

Pour $x/c_{\max}=0,5$ on note dans les deux cas un début d'enroulement caractérisé par une vitesse maximale à l'extrémité de l'aile qui reste faible, de l'ordre de 1,5 m/s pour 5° , mais qui devient extrêmement élevée pour 10° , de l'ordre de 6 m/s. En s'éloignant de celle-ci dans le sens de l'envergure, les vitesses décroissent comme s'il s'agissait d'un tourbillon potentiel centré, *grosso modo*, sur l'extrémité de l'aile. Au fur et à mesure que l'on se déplace en aval, le profil des vitesses tangentielles subit un réarrangement caractérisé par un élargissement et une augmentation des vitesses dans la zone où agit le tourbillon potentiel et par l'établissement de la zone en rotation de corps solide.

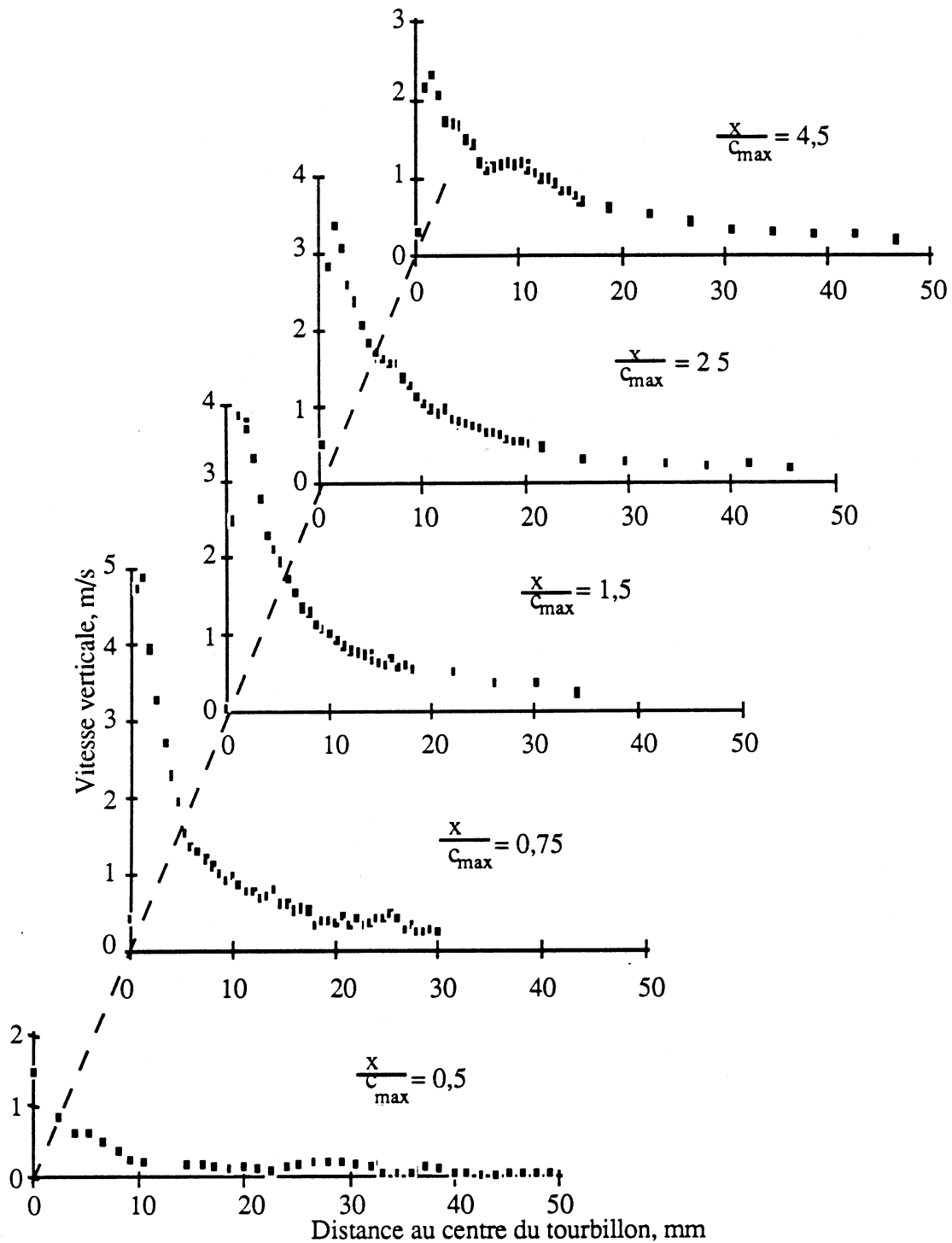


Figure 2 : Profils de vitesses tangentielles (verticales) mesurées pour différentes positions par rapport au plan porteur avec une incidence de 5° et une vitesse de l'écoulement non perturbé de 15 m/s.

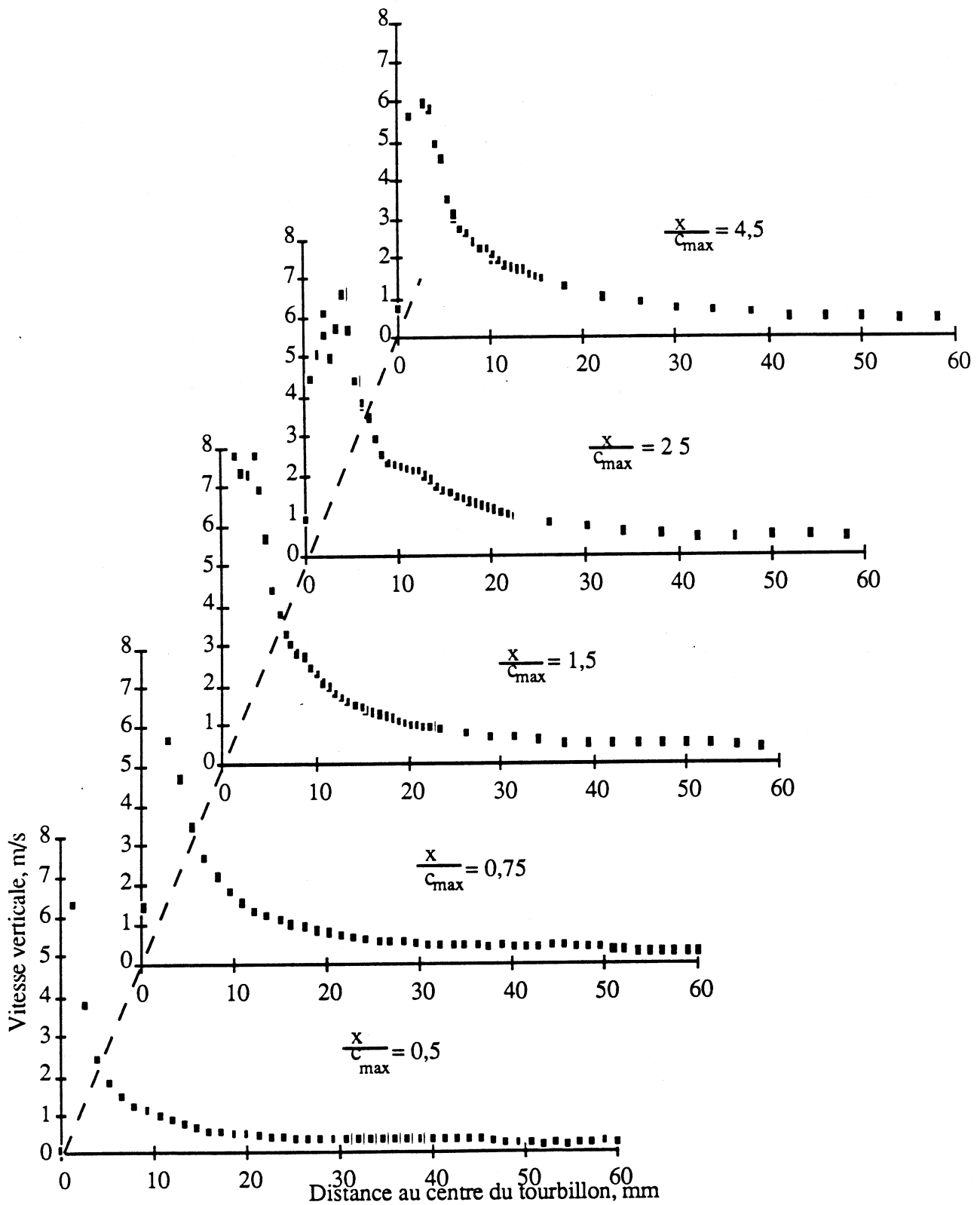


Figure 3 : Profils de vitesses tangentielles mesurées pour différentes positions par rapport au plan porteur avec une incidence de 10° et une vitesse de l'écoulement non perturbé de 13 m/s.

NOMBRES DE CAVITATION CRITIQUES

Des mesures des conditions d'apparition et de disparition de la cavitation du tourbillon marginal ont été effectuées. La Figure 4 montre les résultats obtenus pour la cavitation naissante et disparaissante. Dans le premier cas on note que pour des angles inférieurs à 12° l'effet de la vitesse de l'écoulement non perturbé n'est pas trop important sauf pour celles inférieures à 6 m/s, ce qui correspond à des nombres de Reynolds de l'ordre de $5 \cdot 10^5$, donc très proches de la transition laminaire/turbulent. Pour des angles supérieurs à 12° et des vitesses inférieures à 8 m/s les valeurs critiques ont tendance à augmenter considérablement par rapport à la droite qui contient la plupart des résultats relatifs à des angles inférieurs et des vitesses supérieures. Cette droite a pour équation, $\sigma = 7,8 i$ (rad). Par contre, pour la disparition de la cavitation les effets de la vitesse pour des angles inférieurs à 12° sont semblables à ceux observés pour l'apparition. Pour des angles supérieurs à 12° , et quelque que soit la vitesse de l'écoulement, les données s'alignent sur les valeurs maximales obtenus dans le cas de l'apparition.

Ces résultats montrent bien qu'il existe un phénomène d'hystérésis d'autant plus important que les angles d'incidence sont grands et les vitesses de l'écoulement sont faibles. Cependant, il faut noter que cet effet s'estompe si le fluide concerné est fortement engagé en germes, ce qui n'était pas le cas pour les expériences présentées ici.

L'effet de la vitesse de l'écoulement non perturbé, ou du nombre de Reynolds puisque l'on opère avec un seul plan porteur, est illustré, dans le cas de la disparition de la cavitation et pour une incidence de 10° , par la Figure 5. Il est clair que le nombre de cavitation critique diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds diminue, pourvu que celui-ci reste supérieur à celui conduisant à la transition laminaire/turbulent de la couche limite. Pour des valeurs proches de cette dernière le nombre de cavitation semble atteindre un palier et amorcer une augmentation si les nombres de Reynolds diminuent encore. Ce comportement peut être associé à la modification de la portance du plan porteur d'une part et à celle de l'épaisseur de la couche limite d'autre part. Ces questions seront analysées et discutées dans le paragraphe suivant.

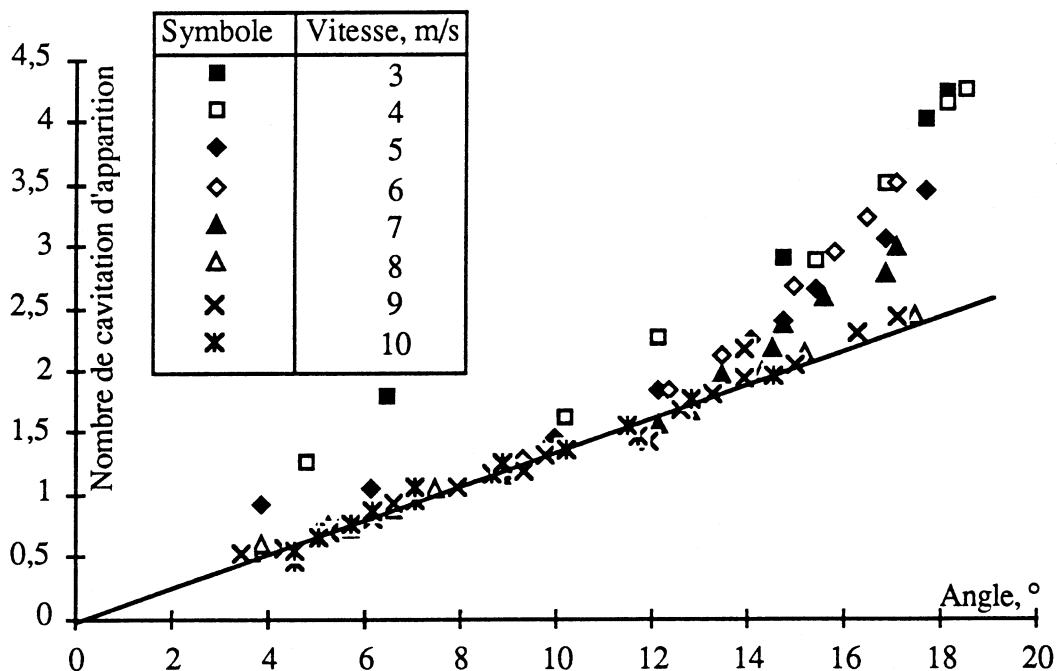
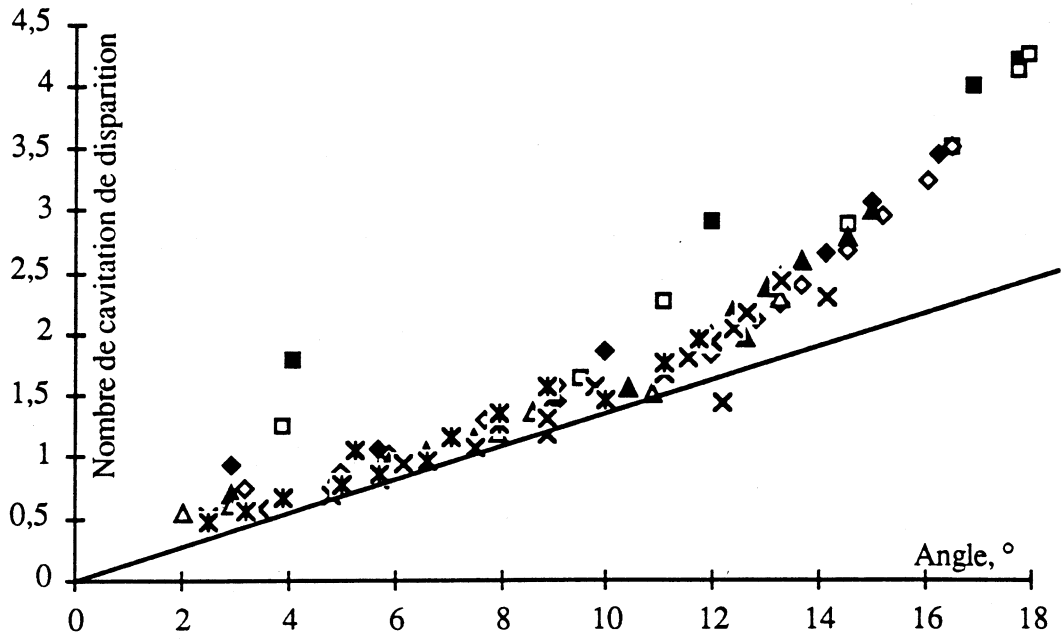


Figure 4 (a)



(b)

Figure 4 : Nombres critiques d'apparition (a) et de disparition (b) de la cavitation en fonction de l'incidence et de la vitesse de l'écoulement non perturbée.

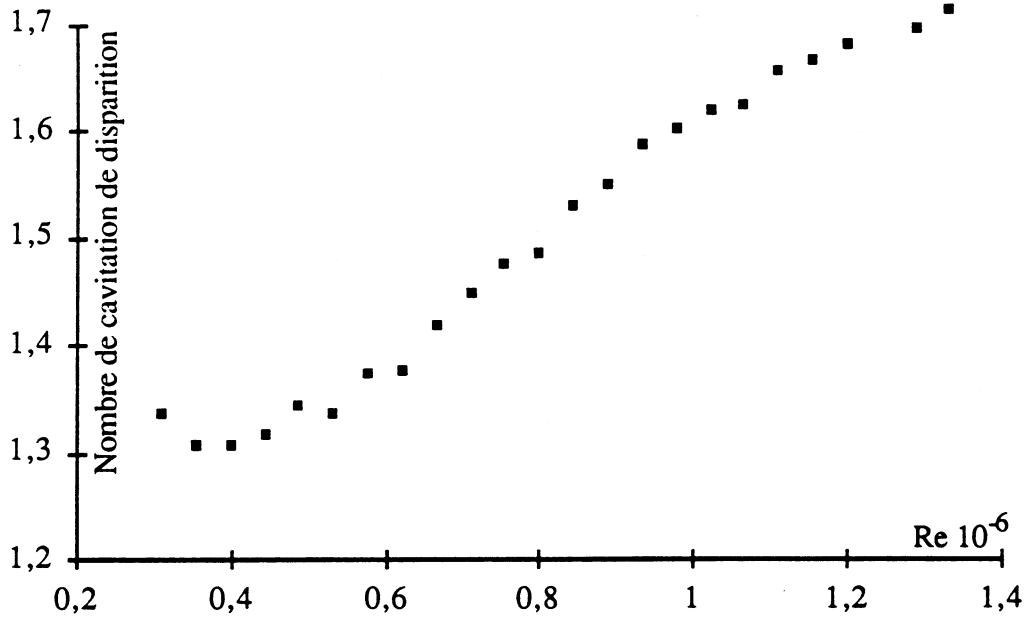


Figure 5 : Nombre de cavitation critique de disparition en fonction du nombre de Reynolds pour une incidence de 10°.

ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS

De manière à établir la loi de variation de l'intensité du tourbillon avec la distance en aval, on considère la partie du profil des vitesses hors sillage et l'on ajuste les points expérimentaux à une loi du type Burgers [1948]

$$V_t = \frac{\Gamma}{2 \pi r} [1 - e^{-Br^2}] \quad (1)$$

avec Γ , fonction de x , la circulation et $Ba^2=1,255$, où a est le rayon pour lequel la vitesse est maximale. L'ajustement est effectué au moyen d'un programme numérique conduisant à la minimisation de l'écart quadratique moyen entre les valeurs expérimentales et ajustées. La Figure 6 montre, à titre d'exemple, la comparaison entre les vitesses expérimentales et celles calculées.

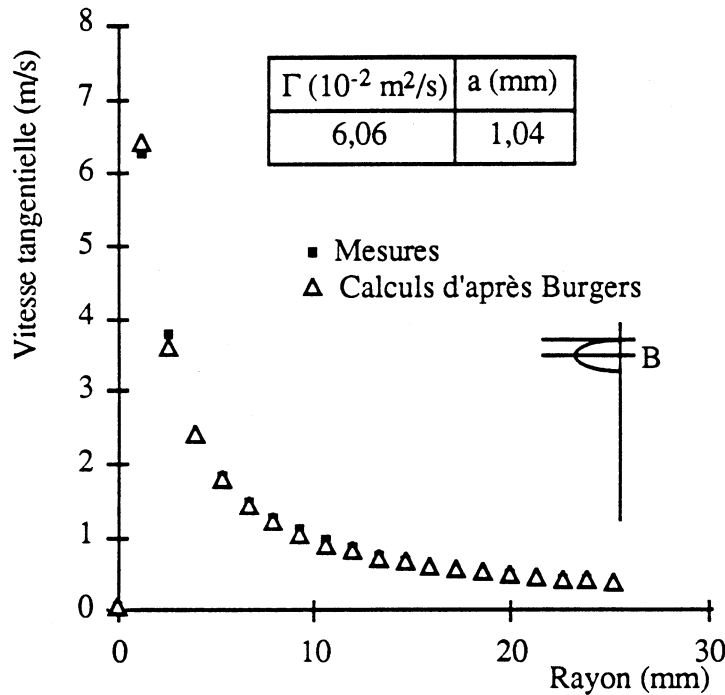


Figure 6 : Comparaison des vitesses tangentielles mesurées à l'extrémité du plan porteur pour une incidence de 10° et une vitesse de l'écoulement non perturbé de 13 m/s avec celles obtenues par l'ajustement d'une distribution de vitesses du type Burgers.

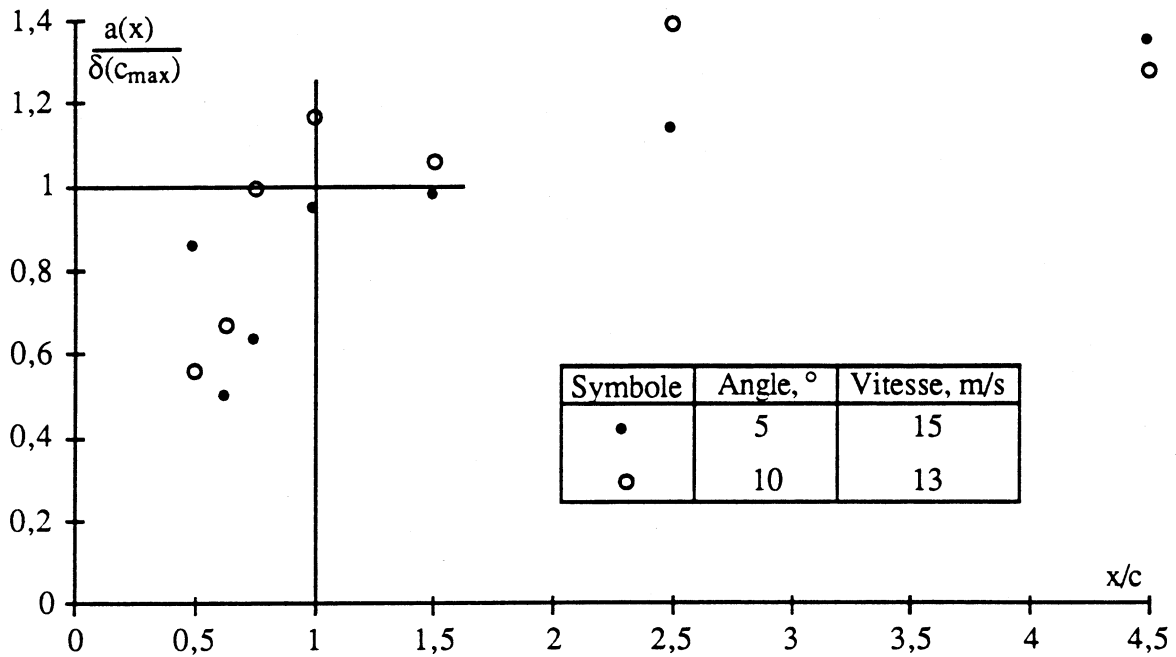
Pour les différentes situations d'écoulement étudiées, les circulations $\Gamma(x)$, rendues non dimensionnelles par,

$$\Gamma_{\text{adim}}(x) = \frac{\Gamma(x)}{V_\infty c_{\text{max}} i(\text{rad})} \left(1 + \frac{c_{\text{max}}}{4 b}\right) \quad (2)$$

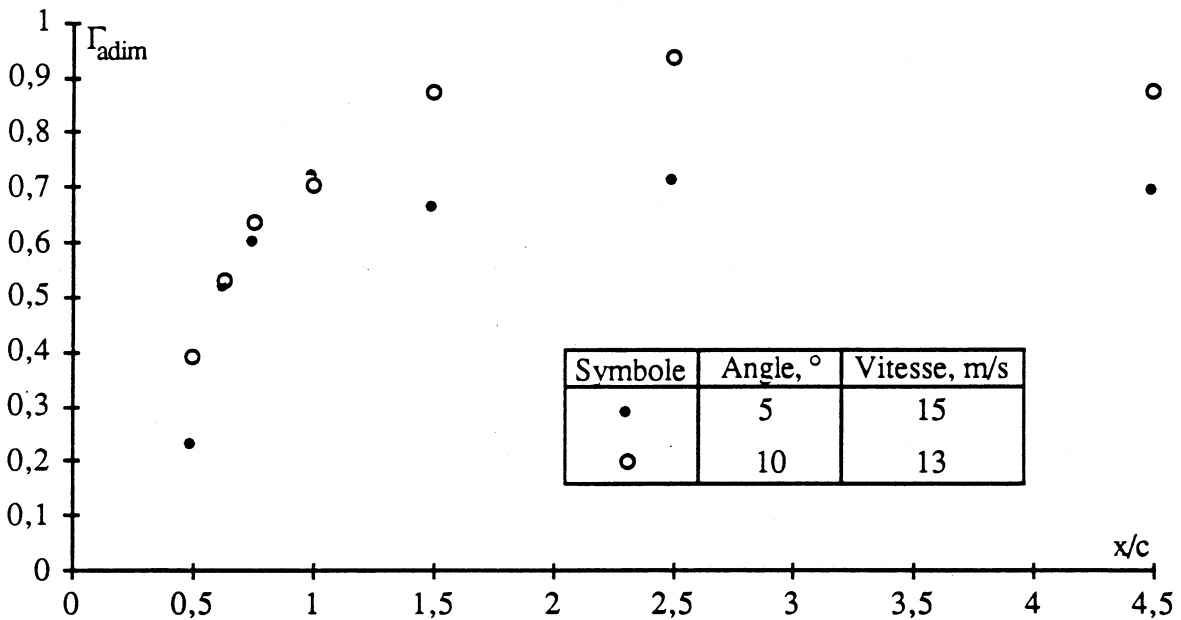
et les valeurs de a , adimensionné par l'épaisseur de la couche limite à l'emplanture calculée en la supposant égale à celle d'une plaque plane (Schlichting [1979])

$$\delta(c_{\text{max}}) = 0,37 c_{\text{max}} \left(\frac{v}{V_\infty c_{\text{max}}}\right)^{0,2} \quad (3)$$

sont portées sur la Figure 7.



(a)



(b)

Figure 7 : Valeurs de a et de Γ_{adim} pour une incidence de 10° en fonction de la distance au bord d'attaque à l'emplanture.

On note que a augmente très rapidement dans la zone immédiatement en aval de l'extrémité de l'aile et atteint, une demi corde en aval de celle-ci, une valeur très proche de celle de l'épaisseur de la couche limite à l'emplanture. Une augmentation modérée, qui peut être associée à la diffusion du tourbillon, est observée ensuite. L'intensité du tourbillon marginal à l'extrémité de l'aile représente déjà entre 20 et 40% de la circulation théorique du plan porteur.

Une demi corde en aval elle atteint 70% de cette valeur et évolue très faiblement ensuite. La relative dispersion des résultats est due essentiellement à deux facteurs; d'une part la position d'incidence nulle de référence du profil n'est connue actuellement, en l'absence d'une balance hydrodynamique, qu'avec une précision de $\pm 0,5^\circ$, et, d'autre part, la position du centre du tourbillon, à laquelle sont très sensibles les valeurs de Γ et a , n'est connue qu'avec une précision de l'ordre de $\pm 0,5$ mm. En dépit de ceci, les résultats permettent d'interpréter qualitativement et quantitativement le processus d'enroulement du tourbillon marginal.

Connaissant les valeurs de Γ et B il est possible de calculer le coefficient de pression au centre du tourbillon en supposant que seul l'équilibre radial est prépondérant ; soit,

$$C_p = \frac{2(p_0 - p_\infty)}{\rho V_\infty^2} = - \int_0^r \frac{V_t^2}{r} dr \quad (4)$$

qui, pour le profil des vitesses ajusté donne,

$$C_p = - \frac{1,255 \left(\frac{\Gamma}{V_\infty} \right)^2}{2 \pi^2 a^2} \ln 2 \quad (5)$$

Or, pour les conditions d'apparition de la cavitation, $-C_p$ doit être égal ou inférieur à σ suivant que le retard apporté par la tension superficielle est négligeable ou significatif respectivement. Quoique la valeur de C_p estimée par cette expression est fortement influencée par les erreurs d'estimation associés à Γ et à a , il est intéressant de constater que les valeurs calculées à un quart de la corde en aval de l'extrémité de l'aile sont 0,517 et 1,164 pour 5° et 10° respectivement. Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles de la Figure 4(a) pour les mêmes angles d'incidence quoique un peu plus faibles. En première analyse il semble donc que l'effet de la tension superficielle dans la croissance asymptotique des germes captés à une influence certaine sur l'apparition de la cavitation dans le tourbillon marginal. En aval du maximum, le C_p diminue très rapidement pour 5° d'incidence et beaucoup moins rapidement pour 10° .

L'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de cavitation de disparition, Figure 5, peut être interprété en tenant compte que, comme on vient de le voir ci-dessus, la dimension de a est tout à fait de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite équivalente sur une plaque plane de longueur égale à la corde du profil. Dans ce cas, il est tentant d'essayer une corrélation des résultats de la Figure 5 en fonction de $Re^{0,4}$ puisque,

$$-C_p \propto \left(\frac{\Gamma}{V} \right)^2 \left(\frac{V}{V_\infty a} \right)^2 = \left(\frac{\Gamma}{V} \right)^2 \left(\frac{V}{V_\infty c_{max}} \right)^2 \left(\frac{c_{max}}{a} \right)^2 \quad (6)$$

et,

$$\frac{c_{max}}{a} \propto Re^{0,2} \quad \text{et} \quad \Gamma \propto V_\infty c_{max} \quad (7)$$

La Figure 8 montre clairement que, pourvu que les nombres de Reynolds soient supérieurs à 5.10^5 , les points expérimentaux sont parfaitement alignés suivant une droite dont le coefficient de corrélation est 0,994. Pour les nombres de Reynolds proches de la transition laminaire/turbulent la corrélation n'est plus satisfaisante.

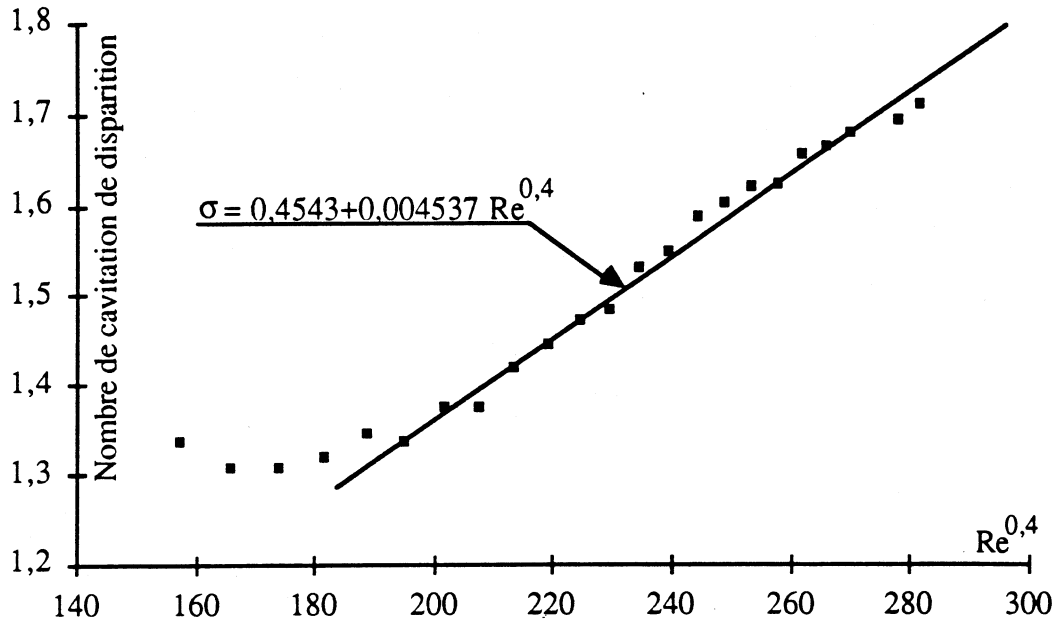


Figure 8 : Nombre de cavitation de disparition en fonction de la puissance 0,4 du nombre de Reynolds.

Il est fort intéressant de faire remarquer que ces résultats sont tout à fait en accord avec les prédictions de McCormik [1962] et les tendances d'évolution du nombre de cavitation critique avec le nombre de Reynolds donné par le rapport 1990 de l'ITTC [1990].

De manière à prolonger les données dans la gamme des faibles nombres de Reynolds, on a porté, Figure 9, les résultats de Bovis [1980], interpolés pour le même angle d'incidence, obtenus dans le tunnel de cavitation de l'ENSTA avec des plans porteurs homothétiques dont les dimensions sont deux et trois fois plus petites que celui utilisé au cours de ce travail.

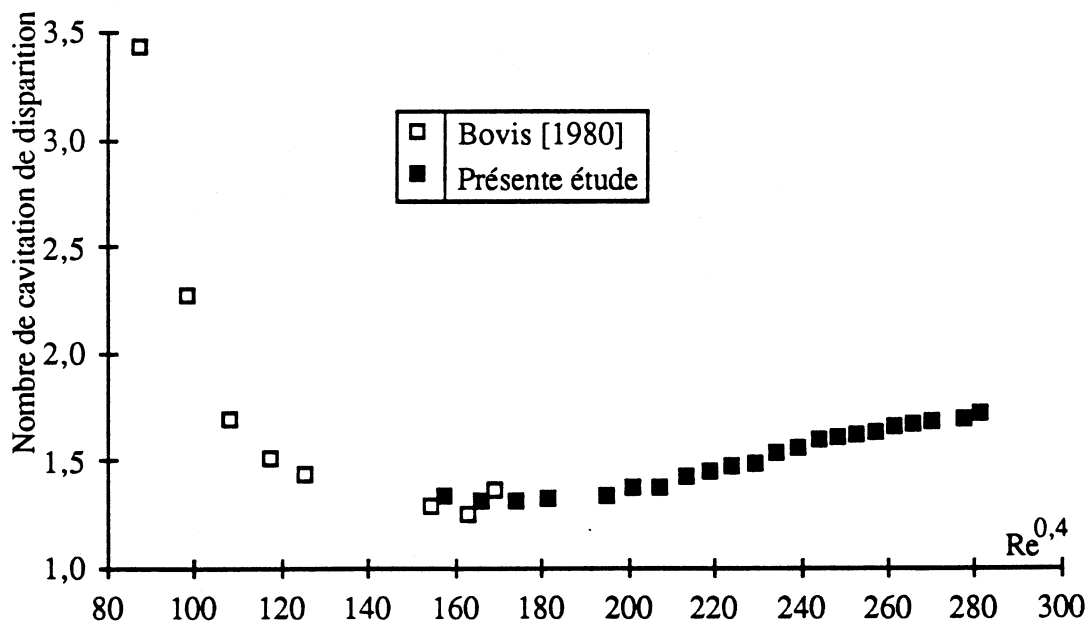


Figure 9 : Nombre de cavitation de disparition en fonction du nombre de Reynolds à la puissance 0,4. Comparaison des résultats.

On constate que la tendance à l'augmentation du nombre de cavitation critique avec la diminution du nombre de Reynolds se trouve parfaitement vérifiée. L'augmentation du nombre de cavitation critique peut être associée soit à une augmentation de la circulation, donc de la portance du plan porteur, soit à une diminution du diamètre du noyau. Il est *a priori* difficile de supposer que la portance ait augmenté, pour l'incidence considérée, quand le nombre de Reynolds diminue. En effet, une couche limite laminaire aurait tendance à accélérer le décollement du plan porteur qui se produit en écoulement turbulent pour des angles de l'ordre de 8° et à diminuer la portance plutôt que de l'augmenter. Une diminution de la dimension du noyau semble être une cause plus plausible de cet état de choses. Cependant, il est évident que le passage du régime laminaire au turbulent ne se produit pas, comme pour la transition sur plaque plane, d'une manière brutale. On doit donc comparer des valeurs quand l'une ou l'autre de ces situations d'écoulement se trouvent bien établies. Dans ce cas on peut poser que le nombre de cavitation laminaire se déduit du turbulent par un effet de modification de l'épaisseur de couche limite et donc du noyau du tourbillon. On a alors, tenant compte de (6) et (7):

$$\sigma_{\text{lam}} = \sigma_{\text{turb}} \left[\frac{0,37 c_{\text{max}} Re_{\text{turb}}^{-0,2}}{5 c_{\text{max}} Re_{\text{lam}}^{-0,5}} \right]^2 \quad (8)$$

où le numérateur et le dénominateur de l'expression entre crochets sont respectivement les expressions des épaisseurs des couches limites turbulentes et laminaires, d'après Schlichting [1979]. A partir des valeurs $Re_{\text{turb}}=578000$ auquel correspond $\sigma_{\text{turb}}=1,37$ on peut calculer l'expression ci-dessus qui donne comme résultat pour $Re_{\text{lam}}=72000$, $\sigma_{\text{lam}}=2,68$; valeur qui, tenant compte des erreurs expérimentales et de la forte pente locale aux faibles nombres de Reynolds, est tout à fait comparable à la valeur portée sur la Figure 9.

On peut approcher le problème différemment. En effet, il est simple de montrer, si l'on suppose que la circulation sur le plan porteur est égal à la circulation théorique donnée par l'expression (7), que,

$$\frac{a}{c_{\text{max}}} = \frac{1,255 \ln 2 \quad i(\text{rad})}{2 \pi^2 \left(1 + \frac{c_{\text{max}}}{4 b}\right) \sqrt{\sigma}} = \frac{0,0314}{\sqrt{\sigma}} \quad (9)$$

La Figure 10 présente, en diagramme logarithmique, les résultats expérimentaux et les droites correspondant à l'épaisseur de la couche limite laminaire et turbulente (Schlichting [1979]). Cette figure présente une analogie frappante avec la Figure 21.2 de cette référence, page 639.

Ces résultats permettent de proposer une méthode d'extrapolation des nombres de cavitation critiques à partir d'une mesure unique effectuée pour un nombre de Reynolds supérieur à la valeur critique de transition laminaire/turbulent, Re^* . Soit $\bar{\sigma}$ et \bar{Re} les valeurs mesurées ; on a,

$$\sigma = \bar{\sigma} \left(\frac{Re}{\bar{Re}} \right)^{0,4} \quad \text{pour } Re > Re^* \quad (10)$$

et,

$$\sigma = \bar{\sigma} \left(\frac{0,37 (Re)^{0,5}}{5 (\bar{Re})^{0,2}} \right)^2 \quad \text{pour } Re < Re^* \quad (11)$$

Bien entendu, la validité de cette méthode doit être vérifiée pour d'autres incidences du même plan porteur et pour des ailes de forme en plan différentes. Par ailleurs, le bien fondé de l'extrapolation pour des Reynolds supérieurs à $3 \cdot 10^6$ doit être vérifiée. Mais, vu les tunnels de cavitation requis pour effectuer de telles expériences, ceci est une toute autre affaire...

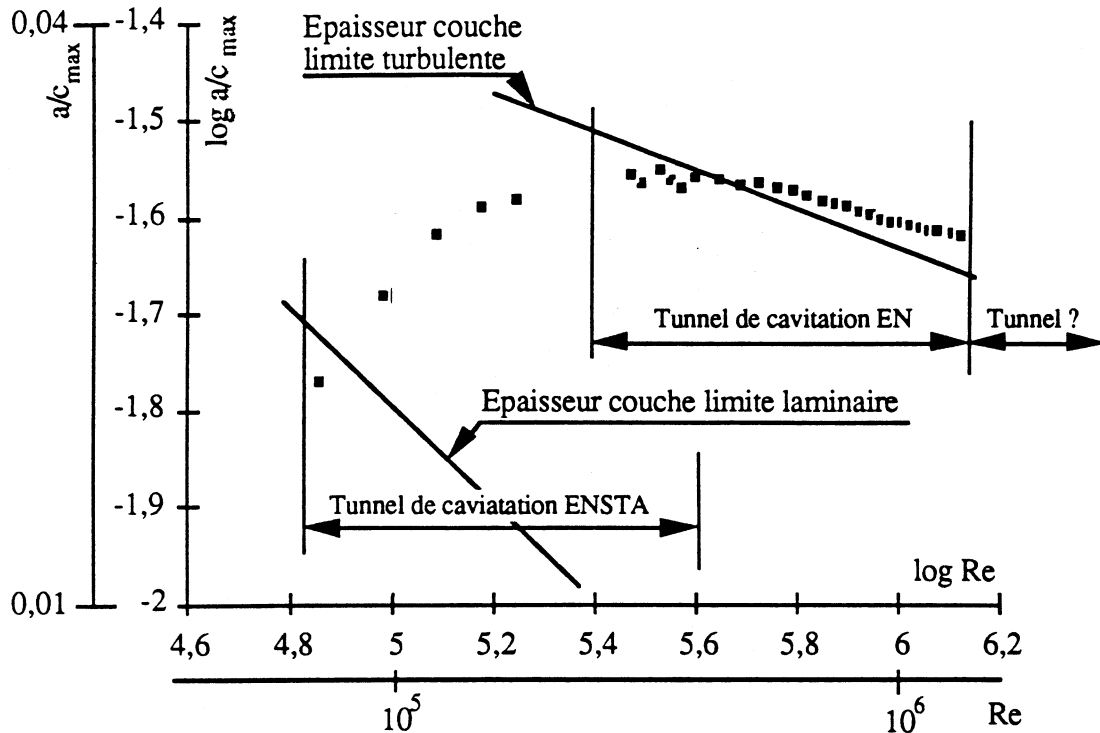


Figure 10 : Comparaison de la dimension caractéristique de la zone en rotation de corps solide avec les épaisseurs des couches limites laminaires et turbulentes non dimensionnalisées par la corde maximale.

CONCLUSIONS

L'examen des profils des vitesses tangentielles pour différentes positions le long du tourbillon marginal permet de tirer les conclusions suivantes :

- i) pour une aile de forme en plan elliptique, l'enroulement des nappes est déjà très avancé à l'extrémité même du plan porteur,
- ii) la détermination, par ajustement des points expérimentaux avec un profil de vitesses du type Burgers, de l'intensité du tourbillon et du rayon caractéristique de la zone rotationnelle conduit aux constatations suivantes:
 - ii a) l'intensité du tourbillon atteint une valeur limite, proche de la valeur théorique pour un plan porteur elliptique, à une distance de l'ordre d'une corde en aval de l'extrémité du plan porteur,
 - ii b) le rayon caractéristique de la zone en rotation de corps solide augmente avec la distance en aval de l'extrémité et est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite sur le plan porteur à une distance de l'ordre d'une demi corde en aval de l'extrémité du plan porteur,
- iii) le coefficient de pression local au centre du tourbillon atteint son minimum à une distance de l'ordre d'une demi corde en aval de l'extrémité du plan porteur,

- iv) les nombres de cavitation critiques d'apparition de la cavitation sont en accord avec les minimas du coefficient de pression locale au centre du tourbillon,
- v) la cavitation apparaît à une distance de l'extrémité de l'aile compatible avec celle où se produit le minimum de pression.

Les mesures des nombres de cavitation critiques pour la naissance et la disparition de la cavitation dans le tourbillon marginal en fonction de l'incidence du plan porteur et de la vitesse de l'écoulement non perturbé montrent que :

- a) il existe, pour des angles d'incidence élevés, un effet d'hystérésis d'autant plus important que les vitesses sont grandes,
- b) une forte dépendance du nombre de cavitation de disparition avec les vitesses (nombres de Reynolds) de l'écoulement. On a montré que :
 - b1) dans le cas où la couche limite est turbulente le nombre critique de cavitation augmente avec le nombre de Reynolds à la puissance 0,4, en accord avec l'évolution théorique de l'épaisseur de la couche limite,
 - b2) quand les nombres de Reynolds diminuent en deça du nombre de Reynolds critique de transition laminaire/turbulent, les nombres de cavitation augmentent. Un calcul simple permet de montrer que cette augmentation est strictement liée, hors la zone de transition, à la diminution de l'épaisseur de la couche limite laminaire par rapport à celle de la couche limite turbulente.

Les mesures des vitesses tangentielles ont permis de mieux appréhender le processus d'enroulement des nappes tourbillonnaires en aval d'un plan porteur de forme en plan elliptique, de l'installation de la circulation, du développement de la zone rotationnelle (noyau) et de l'évolution de la pression locale au sein du tourbillon. Elles ont aussi permis d'interpréter les mesures des nombres de cavitation critique et de mettre en évidence l'influence du nombre de Reynolds aussi bien en régime turbulent que laminaire. L'ensemble de ces résultats contribue à justifier le point de vue de Mc Cormick en ce qui concerne la relation entre l'épaisseur de la couche limite et la dimension du noyau du tourbillon marginal.

Finalement, une méthode d'extrapolation simple permettant d'estimer les nombres de cavitation critiques pour n'importe quel nombre de Reynolds à partir des résultats d'une mesure unique est proposée.

Ces travaux doivent se poursuivre par des recherches concernant l'effet de la forme en plan des ailes sur le processus d'enroulement et l'apparition de la cavitation d'une part et l'effet de la pré-turbulence de l'écoulement sur la diffusion du tourbillon marginal d'autre part.

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier la Direction des Recherches, Etudes et Techniques du support financier d'une partie des études et, tout particulièrement, Madame Bourgeois-Gaffié pour ses encouragements répétés. Ce travail n'aurait pas pu être réalisé sans la contribution de Monsieur Kyros Yakinthos, élève-ingénieur de l'Université de Thessalonique, et Messieurs Jérôme Paillet et Arnault Bielecki, élèves de l'Ecole Polytechnique, qui ont, au cours de leurs stages de fin d'études, participé à la réalisation et au dépouillement des expériences.

REFERENCES

- Aflalo, S.S. et Fruman, D.H. [1989], Tip vortex velocity distribution in water and polymer solutions, *Flow Lines Magazine*, TSI, Summer Issue, pp. 10-15.
- Bovis, A. [1980], Etude Asymptotique du Phénomène de Cavitation. Cavités non Sphériques, ENSTA Rapport de Recherche 130.
- Burgers, J.M. [1948], A Mathematical Model Illustrating the Theory of Turbulence, *Adv. Appl. Mech.*, 1, p.198.
- ITTC [1990], Report of the Cavitation Committee, Madrid, Spain.
- Kaden, H. [1931], Aufwicklung einer Unstabilen Unstetigkeitsfläche, *Ing. Archiv*, 2, p. 140.
- McCormick, B.W. [1962], On Cavitation Produced by a Vortex Trailing from a Lifting Surface, *J. Basic Engineering*, pp. 369-379.
- Schlichting, H. [1979], Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Co.