

6e JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

24, 25, 26 février 1997 - Nantes

Effet du confinement sur le comportement de la couche limite d'une aile tridimensionnelle

M. Callenaere, O. Boulon, J.P. Franc, J.M. Michel

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, 1025 rue de la Piscine - Domaine Universitaire
BP 53 - 38041 Grenoble Cedex 9

Résumé

L'écoulement autour d'une aile tridimensionnelle est influencé par le confinement. En régime cavitant, la réduction du jeu d'entrefer provoque une avance au développement de la cavitation au sein du tourbillon marginal. En régime subcavitant, la couche limite est influencée par le confinement, surtout au niveau du bout de l'aile. La diminution du jeu d'entrefer favorise l'apparition de la transition à la turbulence. De plus, cette transition s'opère d'abord en bout d'aile pour se propager ensuite vers l'emplanture.

Ces tendances peuvent être qualitativement expliquées, dans le cadre de la théorie de la ligne portante, en considérant l'image, à travers la plaque de confinement, de la nappe tourbillonnaire se développant derrière l'aile. La vitesse induite par cette nappe image provoque une augmentation de l'incidence sous laquelle l'écoulement attaque le profil.

Summary

The flow around a three-dimensional foil is affected by the confinement. In cavitating conditions, the decrease of the tip clearance leads to an advance in the inception of tip vortex cavitation. In non-cavitating conditions, the boundary layer is also affected by the confinement, especially near the foil tip. When tip clearance is decreased, transition to turbulence occurs at smaller angles of attack. Moreover, transition takes place first of all at the foil tip and extends towards the foil root, as the angle of attack is increased.

Those trends can be explained qualitatively, in the framework of the lifting-line theory, in considering the symmetrical image, relative to the confinement plate, of the vortex sheet which develops at the rear of the foil. The velocity induced by the symmetrical sheet tends to increase the effective angle of attack.

NOMENCLATURE

A	Allongement ($A = 3,8$) $A = 4b/\pi c$	α	Incidence (degré)
a	Diamètre du cœur visqueux (mm)	α_i	Incidence induite (degré)
b	Envergure (mm)	Γ	Circulation ($m^2 \cdot s^{-1}$)
c	Corde du profil à l'emplanture (mm)	Γ_0	Circulation totale ($m^2 \cdot s^{-1}$)
C_p	Coefficient de pression $C_p = 2(p - p_\infty) / \rho U_d^2$	ν	Viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)
C_z	Coefficient de portance $C_z = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho U_d^2 \cdot (\pi b c / 8)}$	ρ	Densité de l'eau ($kg \cdot m^{-3}$)
F	Force exercée sur le profil $F = \rho U_d \int_0^{b/2} \Gamma(z) dz$	σ	Paramètre de cavitation $\sigma = 2(p_\infty - p_v) / \rho U_d^2$
p	Pression absolue (Pa)	σ_i	Paramètre de cavitation naissante
p_v	Pression de vapeur de l'eau (Pa)		
p_∞	Pression à mi hauteur de la veine (Pa)		
Re	Nombre de Reynolds ($Re = c U_d / \nu$)		
U_d	Vitesse débitante ($m \cdot s^{-1}$)		
v_i	Vitesse induite de la nappe tourbillonnaire ($m \cdot s^{-1}$)		
z_p	Distance entre l'extrémité de l'aile et la plaque (mm)		

1 INTRODUCTION

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'Action Concertée Cavitation consacrée à l'étude de la cavitation dans le tourbillon marginal qui prend naissance à l'extrémité des pales d'hélices. Les travaux antérieurs [1] ont permis de caractériser ce tourbillon par deux paramètres principaux : sa circulation et la taille de son cœur visqueux. La circulation augmente progressivement vers l'aval, du fait de l'enroulement de la nappe tourbillonnaire issue du bord de fuite de l'aile, pour atteindre, à quelques cordes de l'extrémité, une valeur limite représentative de la portance globale de l'aile. Quant à la taille du cœur visqueux, elle apparaît corrélée à l'épaisseur des couches limites qui se développent sur l'aile, et donc directement reliée au nombre de Reynolds de l'écoulement.

La présente étude a pour objectif d'analyser comment l'enroulement se trouve modifié par le confinement de l'extrémité de l'aile. Elle est motivée par l'étude des hélices carénées, la pale d'hélice étant ici schématisée par une aile tridimensionnelle et l'effet de carénage étant simulé par une plaque dont la distance à l'extrémité de l'aile est réglable. Deux effets principaux sont attendus : un effet de type visqueux lié à l'interaction possible entre le tourbillon marginal et la couche limite qui se développe sur la plaque de confinement, et un effet purement potentiel qui peut être décrit en considérant l'image du tourbillon réel à travers la plaque. On analyse plus particulièrement l'effet du confinement sur les conditions critiques de cavitation du tourbillon marginal et sur le comportement de la couche limite qui se développe sur l'aile.

2 MOYENS D'ESSAIS

Les essais ont été menés sur la veine en charge du tunnel hydrodynamique du Laboratoire de Écoulements Géophysiques et Industriels de l'Institut de Mécanique de Grenoble. Cette veine a pour largeur 175 mm et pour hauteur 280 mm (figure 1). Le profil d'aile utilisé, de section droite de type NACA 16 020 (20% d'épaisseur relative), de forme en plan elliptique, d'allongement 3.8, est placé verticalement. Sa demi envergure, $b/2$, est de 180 mm et sa corde à l'emplanture, c , de 120 mm. Son incidence par rapport au plan vertical médian de la veine varie entre -12° et 12° . La veine est munie d'une plaque horizontale en plexiglas dont la distance, z_p , à l'extrémité de l'aile est réglable entre 0 et 80 mm.

La vitesse débitante, U_d , peut varier entre 3 et 12 $m \cdot s^{-1}$. Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse débitante et sur la corde du profil, $Re = U_d c / \nu$, varie de $3,6 \cdot 10^5$ à $1,45 \cdot 10^6$. Le paramètre de cavitation, σ , peut être abaissé jusqu'à 0,07.

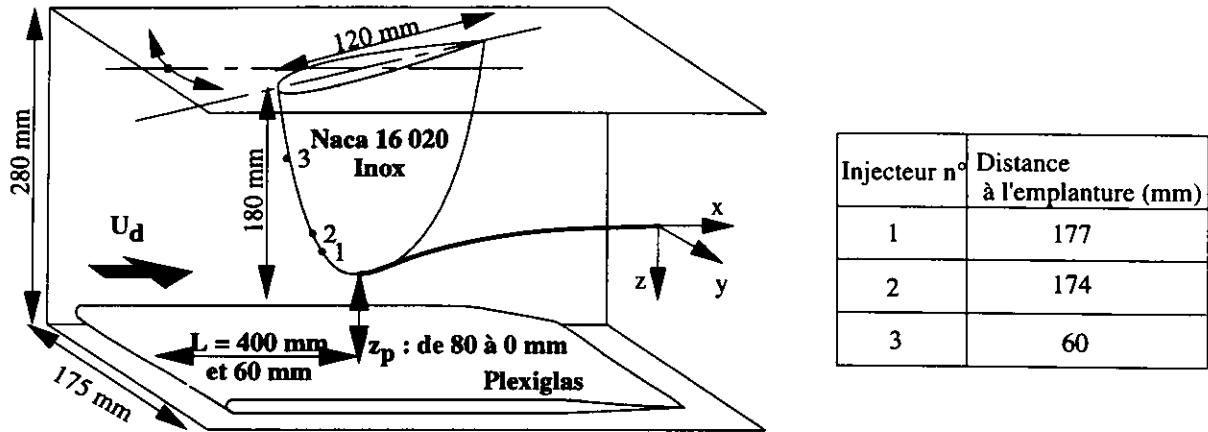


Fig. 1 : Veine d'essais

L'influence de la couche limite sur la plaque a été étudiée au moyen de deux plaques de longueurs différentes. On produit ainsi des couches limites d'épaisseurs et de régimes différents (laminaire - turbulent).

En vue de l'étude des couches limites sur le profil d'aile, celui-ci est équipé de trois injecteurs de colorant (fluorescéine) de diamètre 0,2 mm, disposés le long du bord d'attaque (figure 1).

Enfin, les coefficients de portance et de traînée ont été mesurés à l'aide d'une balance hydrodynamique à trois composantes.

3 ÉLÉMENT D'ANALYSE THÉORIQUE DE L'EFFET DE CONFINEMENT

L'expérience montre que les effets de types visqueux sont secondaires devant les effets de type potentiel. La déflexion du tourbillon marginal en est vraisemblablement la cause ; en effet, le tourbillon marginal échappe très vite à la couche limite et est donc peu affecté par le déficit de vitesse dû à la couche limite. L'épaisseur de la couche limite qui se développe sur la plaque est de l'ordre de 7 mm ($\delta_{0,99}$) au niveau du bout de l'aile pour une vitesse de 7 m.s⁻¹ ; cette valeur correspond à la plaque la plus longue (800 mm) et donc à la couche limite la plus épaisse. Or, pour un confinement de 4 mm et une incidence de 8°, le tourbillon marginal se situe à 8 mm de la plaque à une abscisse de 0,1 corde du profil. La plus grande partie du tourbillon marginal, à l'exception du voisinage immédiat de l'extrémité de l'aile, se situe donc à l'extérieur de la couche limite.

L'effet principal observé est un effet potentiel qui peut être interprété par la considération de l'image de la nappe tourbillonnaire à travers la plaque de confinement (figure 2). Dans le cadre de la théorie de la ligne portante [2], la nappe tourbillonnaire est décomposée en tourbillons élémentaires d'intensité $d\Gamma$. Pour que la condition de glissement sur la plaque soit satisfaite, on associe à chaque tourbillon élémentaire un tourbillon image, symétrique par rapport à la plaque de confinement. Chaque tourbillon image, de circulation $d\Gamma$, induit, au niveau de chaque section droite du profil, une vitesse. La nappe tourbillonnaire image va donc induire une vitesse v_i en chaque point de la ligne portante repéré par la côte z_i :

$$v_i(z_i) = - \int_0^{b/2} \frac{1}{4\pi} \frac{d\Gamma}{z_i - z} \quad (1)$$

$$\text{où } z_i = \frac{b}{2} + 2z_p + z_1.$$

En faisant l'hypothèse d'une circulation elliptique :

$$\left(\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{b/2} \right)^2 = 1 \quad (2)$$

la vitesse induite par la nappe tourbillonnaire image au point Z (figure 2) s'écrit :

$$v_i = \frac{\Gamma_0}{2\pi b} \left\{ -\frac{\pi}{2} + \frac{2m}{(m^2 - 1)^{1/2}} \left(\arctan \sqrt{\frac{m-1}{m+1}} + \arctan \sqrt{\frac{1}{m^2 - 1}} \right) \right\} \quad (3)$$

$$\text{avec } m = \frac{z_i}{b/2} = \frac{b + 2z_p - Z}{b/2}$$

Cette vitesse v_i , composée avec la vitesse débitante, donne la vitesse effectivement vue par le profil. L'incidence induite qui en résulte s'ajoute à l'incidence géométrique pour donner l'incidence effective. La circulation, Γ_0 , qui est la circulation totale, peut être obtenue à partir du coefficient de portance :

$$\Gamma_0 = \frac{1}{2} C_z U_d c \quad (4)$$

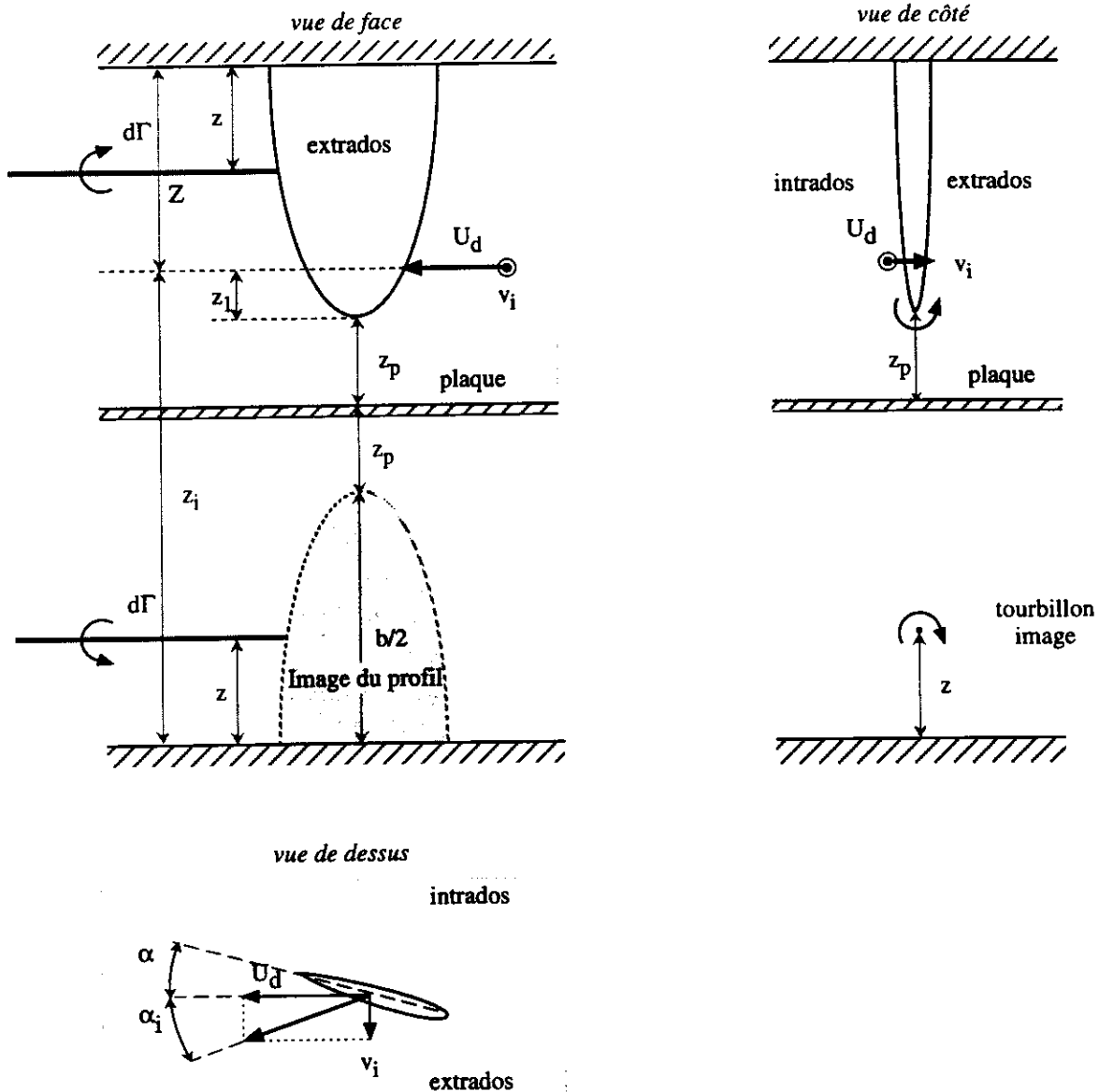


Fig. 2 : Tourbillon image

Les mesures d'effort en fonction de l'incidence, pour différentes vitesses débitantes et différents degrés de confinement, montrent que :

- entre -6° et 6° , la courbe $C_z(\alpha)$ est linéaire, puis présente un plateau vraisemblablement dû au décollement en bord d'attaque ;
- plus le milieu est confiné, plus le coefficient de portance est important.

Ces deux résultats sont observables sur la figure 3 qui représente les coefficients de portance, C_z , pour une vitesse débitante de 7 m.s^{-1} . Pour ce qui est des coefficients de traînée, l'influence du confinement est faible.

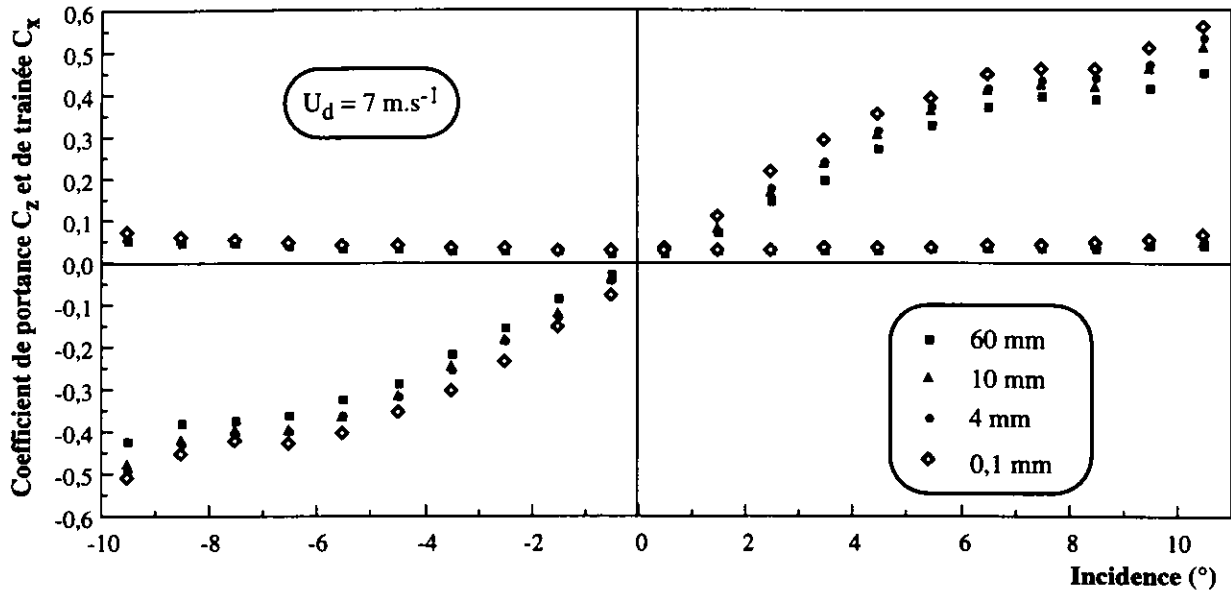


Fig. 3 : Influence du confinement sur les coefficients de portance et de traînée pour une vitesse débitante de 7 m.s^{-1}

L'effet du confinement peut être également observé pour les autres vitesses ($3 - 5 - 10 \text{ m.s}^{-1}$) sur la courbe représentant en fonction du confinement la pente des coefficients de portance dans la zone de variation linéaire avec l'incidence. La figure 4 montre que quelle que soit la vitesse, le fait de confiner augmente la pente du coefficient de portance et donc la valeur du coefficient de portance. En ce qui concerne l'influence de la vitesse, l'augmentation du nombre de Reynolds diminue le coefficient de portance et cette diminution s'atténue pour les grandes vitesses.

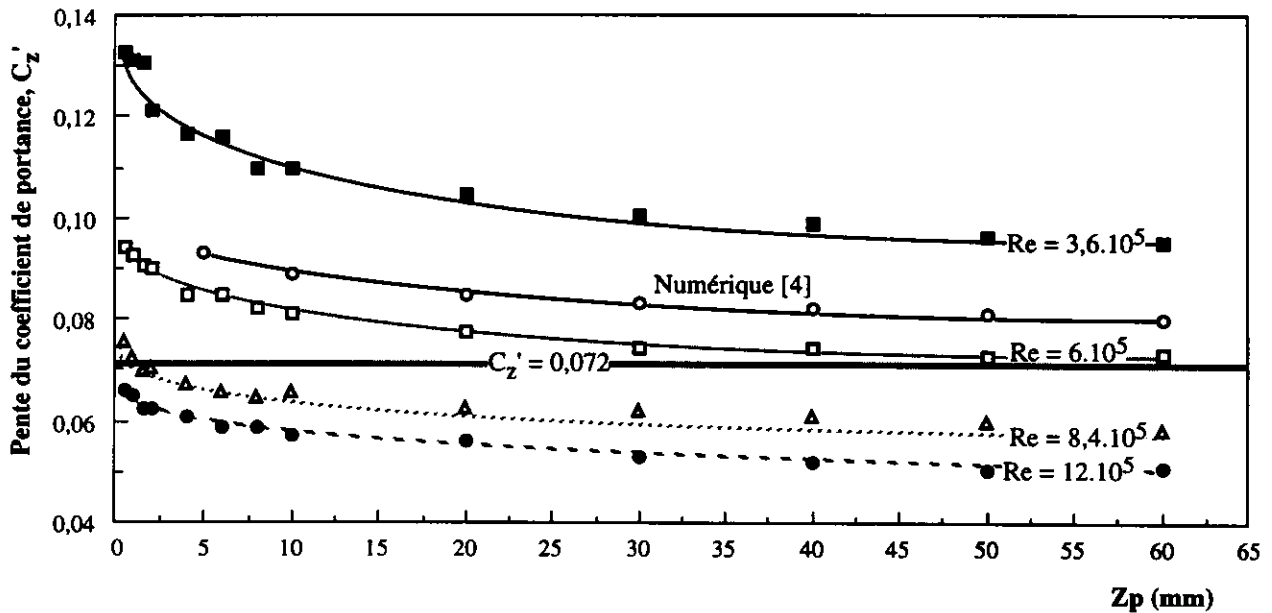


Fig. 4 : Pente du coefficient de portance en fonction du confinement pour différents nombres de Reynolds

Il apparaît que le confinement augmente le coefficient de portance donc la circulation $\Gamma(\alpha)$. Retournant alors à l'expression (3), le terme entre accolades de l'expression v_i est croissant lorsque l'on confine. Ainsi, l'incidence induite est d'autant plus grande que le confinement est important et que la section considérée est proche du bout de l'aile (c'est à dire lorsque m tend vers 1).

A titre de référence, la valeur de la pente du coefficient de portance donnée par la théorie de la ligne portante de Prandtl est, pour une aile tridimensionnelle d'allongement A et d'épaisseur négligeable :

$$\frac{\partial C_z}{\partial \alpha} = \frac{2\pi A}{A+2} = 0,072 \text{ deg}^{-1} \quad (5)$$

Sur la figure 4, nous constatons que pour un nombre de Reynolds inférieur à 6.10^5 , les valeurs mesurées sont supérieures à cette valeur. Ces mêmes observations ont été faites par Cerrutti et Pichon [3] sur des profils NACA 16 020 ayant des formes en plan différentes.

Nos mesures sont également comparées aux résultats numériques obtenus en écoulement potentiel, par Deniset [4]. La tendance est la même :

- la pente du coefficient de portance tend vers une valeur asymptotique lorsque z_p devient important ;
- le confinement augmente la pente du coefficient de portance.

Cependant, le code potentiel ne peut rendre compte de la forte dépendance de $dC_z/d\alpha$ à l'égard de la vitesse et donc du nombre de Reynolds.

En résumé, le confinement induit une incidence : le profil voit donc l'écoulement sous une incidence supérieure à l'incidence géométrique.

4 CONDITIONS DE CAVITATION NAISSANTE

4.1- Visualisation

Une campagne de visualisation dans diverses conditions de vitesse, de pression et d'incidence a été menée. La planche photographique 1 montre le tourbillon marginal cavitant pour différents confinements. Pour les moindres confinements ($z_p > 13$ mm), le tourbillon marginal cavitant n'est pas attaché à l'extrémité de l'aile, puis si l'on confine de 20 à 13 mm, le tube de vapeur s'allonge en direction de l'extrémité de l'aile et vient s'y accrocher pour le confinement de 13 mm. Enfin, pour un confinement plus important, la cavitation gagne progressivement le bord d'attaque pour donner naissance à une poche attachée.

Deux critères se présentent pour déterminer le paramètre de cavitation naissante σ_i :

- l'apparition de la "première bulle" ;
- l'accrochage du tourbillon marginal cavitant à l'extrémité du profil.

Le premier critère est très sensible à la teneur de l'eau en germes [5], ce qui n'est pas le cas du second critère qui de plus, est très reproductible. C'est pourquoi les courbes que nous présentons correspondent aux valeurs du paramètre de cavitation à l'accrochage du tourbillon marginal cavitant.

4.2- Résultats

La figure 5 représente les valeurs du paramètre de cavitation naissante en fonction de l'incidence géométrique pour différents confinements. Ces valeurs ont été obtenues pour un degré de confinement et une incidence fixés, la pression dans la veine d'essais étant progressivement abaissée.

Ces mesures mettent en évidence une forte dépendance de la naissance de la cavitation à l'égard du confinement puisque le tourbillon marginal cavitant s'accroche en bout d'aile pour un nombre de cavitation plus grand en milieu confiné. Par exemple, à 8° , en milieu non confiné ($z_p = 60$ mm), le nombre de cavitation critique est proche de 1 alors qu'il est de 3 en milieu confiné ($z_p = 2,6$ mm).

Si l'on suppose que les profils de vitesse sont semblables, en particulier que la taille du cœur visqueux est la même quel que soit le confinement, le coefficient de pression doit varier comme le carré de la circulation [6] et donc comme le carré du coefficient de portance. D'où, nous obtenons :

$$\sigma \propto \Gamma^2 \propto C_z^2 \quad (7)$$

Pour un même coefficient de portance, donc une même circulation, le paramètre de cavitation naissante devrait avoir la même valeur. Cependant, la figure 6 représentant le paramètre de cavitation naissante en fonction du carré du coefficient de portance montre que pour un même coefficient de portance, les paramètres de cavitation naissante sont différents suivant le degré de confinement. En fait, l'hypothèse de profils de vitesse semblables n'est pas satisfaite, comme l'ont montré les mesures de vitesse tangentielle par anémométrie laser réalisées par Boulon [5]. De plus, nous supposons, conformément à la théorie de la ligne portante, que la circulation est de type elliptique quel que soit le degré de confinement. Or, l'approche présentée au paragraphe 3 tend à infirmer cette hypothèse puisque l'extrémité de l'aile apparaît plus chargée en milieu confiné, comme l'a également montré Deniset [4].

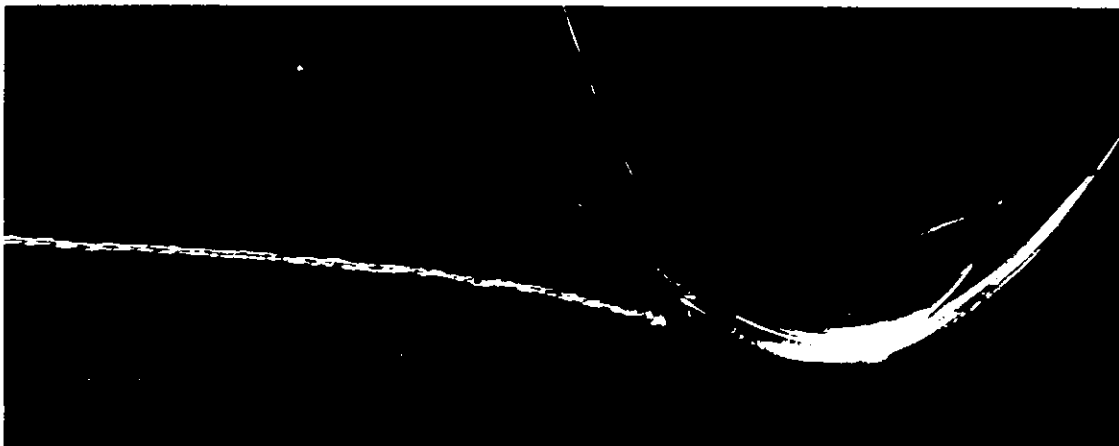


Planche photographique 1-a : Entrefer = 20 mm

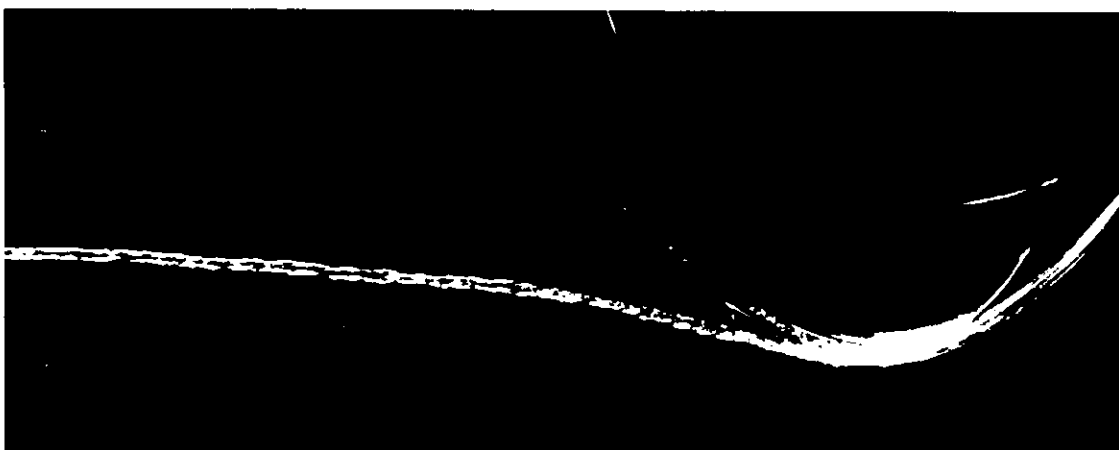


Planche photographique 1-b : Entrefer = 13 mm



Planche photographique 1-c : Entrefer = 4 mm

*Planche photographique 1 : Évolution de la cavitation en fonction du confinement
pour $U_d = 7 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 8,4.10^5$, $\alpha = 12^\circ$ et $\sigma = 2,6$*

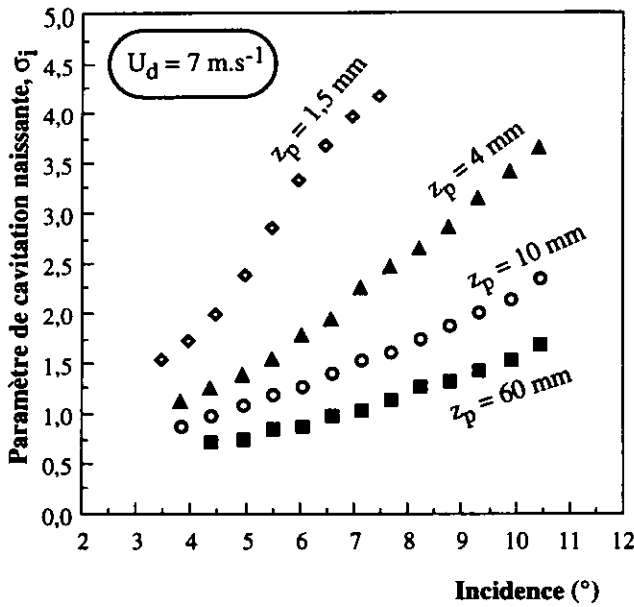


Fig. 5 : Paramètre de cavitation naissante en fonction de l'incidence géométrique pour différents confinements

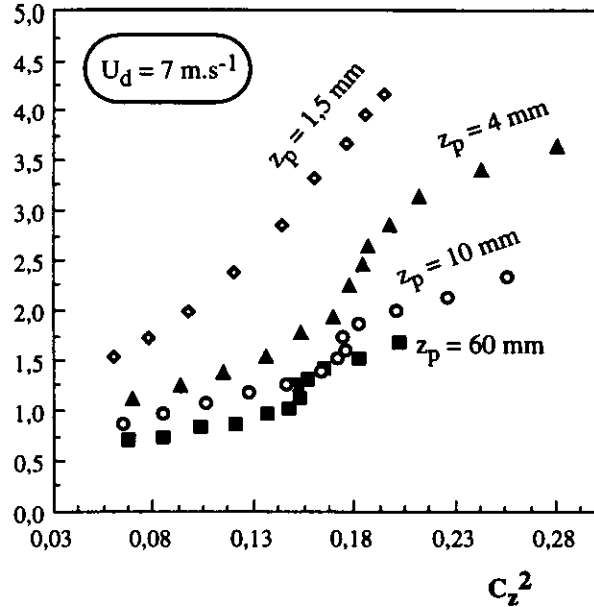


Fig. 6 : Paramètre de cavitation naissante en fonction du coefficient de portance pour différents confinements

5 EFFET DU CONFINEMENT SUR LA COUCHE LIMITE DE L'AILE

5.1- Transition de la couche limite

Pour chaque injecteur, nous procédons à une mise en incidence progressive du profil et ceci pour différents degrés de confinement (du moins confiné $z_p = 60$ mm au très confiné $z_p = 0,5$ mm). L'objectif est d'établir des cartes montrant le passage du régime laminaire au régime turbulent sur le profil en fonction du confinement.

Les planches photographiques 2 et 3 illustrent les différents phénomènes observés pour un nombre de Reynolds de $3,6 \cdot 10^5$. Les filets 1 et 2 mettent en évidence l'existence d'un bulbe long pour les faibles incidences. Les photographies 2-a et 2-b montrent son développement ainsi qu'une remontée de colorant vers l'emplanture ; celle-ci traduit un décollement, également identifiable grâce à l'image du filet coloré dans le profil. La photographie 2-c montre la couche limite turbulente, pour une incidence plus importante. La mise en incidence du profil entraîne la disparition du décollement.

La planche photographique 3 illustre la transition du filet 3. Sur la photographie 3-a, des bouffées turbulentes sont observées. La photographie 3-b montre un filet turbulent avec la naissance d'un bulbe de décollement en bord d'attaque.

L'apparition de bulbes a déjà été observée par Franc et Lami [7]. Arndt [8] présente également des visualisations du bulbe long en bout d'aile avec un décollement dirigé vers l'emplanture.

Les planches photographiques 2 et 3 montrent les différents critères utilisés lors du dépouillement. Pour l'injecteur 3, des bouffées turbulentes sont visibles, il est donc normal de prendre la valeur de l'incidence correspondante à ces bouffées comme valeur de début de transition. Ensuite, la turbulence se développe et un bulbe court apparaît, il est alors aisé de déterminer la fin de la transition et donc le passage à la turbulence pleinement développée. Pour les injecteurs 1 et 2, le seul problème réside dans la détermination du début de transition. En effet, pour ce qui est de la fin de la transition, nous pouvons distinguer le filet complètement turbulent. En fait, il n'y a pas de bouffées turbulentes comme pour l'injecteur 3, mais l'apparition d'un bulbe long. Lorsque ce bulbe disparaît, il laisse place à la turbulence. La transition a donc lieu lors du développement de ce bulbe. Le critère de début de transition qui a été retenu est la disparition du décollement.

La figure 7 représente l'incidence de début et de fin de transition à la turbulence pour une vitesse de 3 m.s^{-1} . Nous constatons que la transition se développe d'abord en bout d'aile et se propage ensuite vers l'emplanture. Ceci a également été observé par Boulon [9] : lors du développement d'une poche de cavitation en bout d'aile, celle-ci présente une interface rugueuse à l'extrémité traduisant un régime turbulent alors que l'interface est plus lisse vers l'emplanture, ce qui est caractéristique d'un régime laminaire.

Pour les grandes valeurs du jeu d'entrefer, la turbulence apparaît à une incidence approximativement constante, caractéristique de la transition en milieu non confiné. En milieu très confiné, la turbulence apparaît prématurément, c'est à dire à des incidences plus petites que dans le cas non confiné. Pour ce qui est de la fin de la



Planche photographique 2-a : Naissance du bulbe long, $\alpha = 4^\circ$



Planche photographique 2-b : Développement du bulbe long, $\alpha = 5,5^\circ$



Planche photographique 2-c : Fillet turbulent, $\alpha = 7,5^\circ$

*Planche photographique 2 : Évolution de la transition pour l'injecteur 2
pour $U_d = 3 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 3,6.10^5$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*

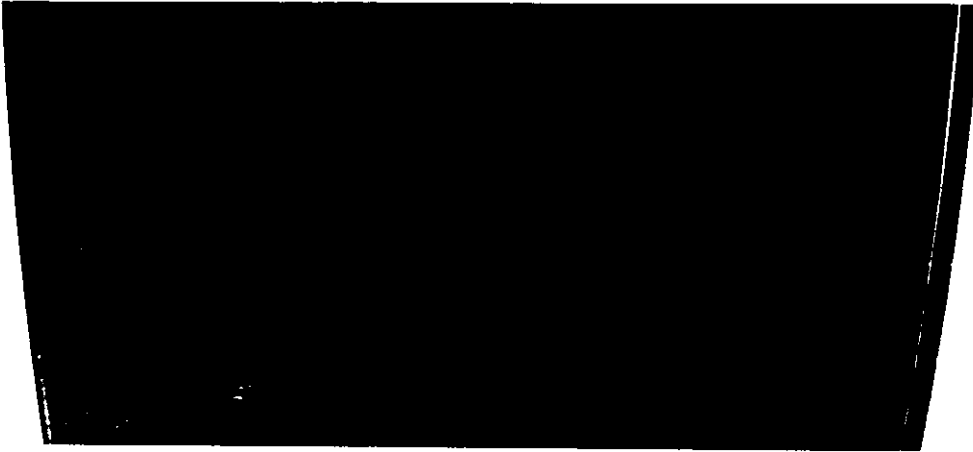


Planche photographique 3-a : Lâchers turbulents, $\alpha = 7^\circ$

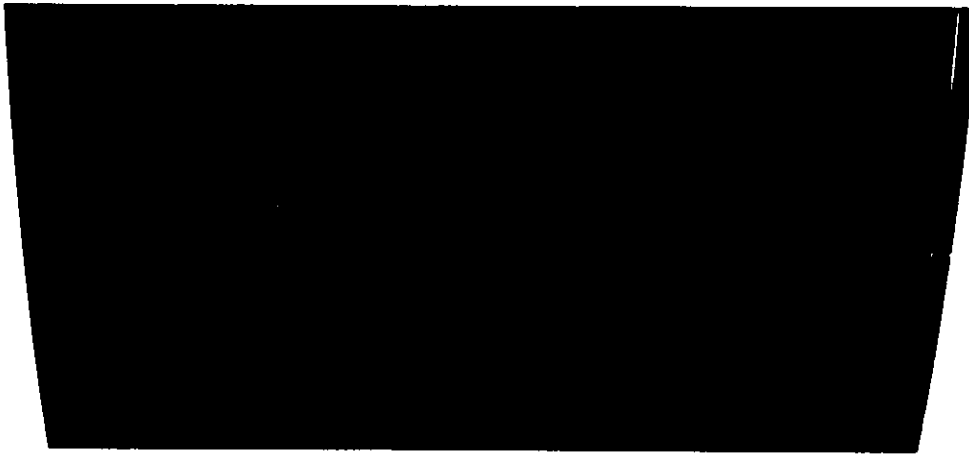


Planche photographique 3-b : Naissance du bulbe cours, $\alpha = 9,5^\circ$

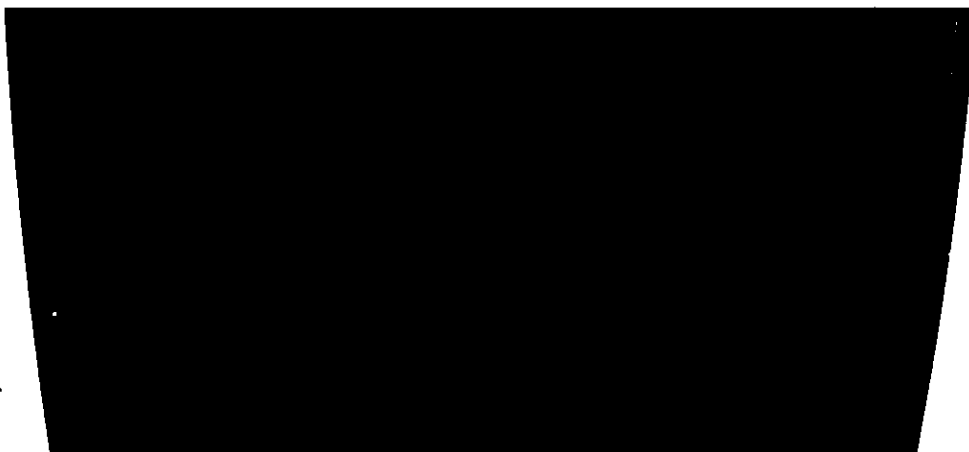


Planche photographique 3-c : Développement du bulbe cours, $\alpha = 10,6^\circ$

*Planche photographique 3 : Évolution de la transition pour l'injecteur 3
pour $U_d = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $Re = 3,6\cdot 10^5$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*

transition à la turbulence, la tendance est sensiblement la même : pour les grandes valeurs de l'entrefer, la transition présente une tendance asymptotique, alors qu'en milieu confiné, la fin de transition a lieu pour une incidence plus faible.

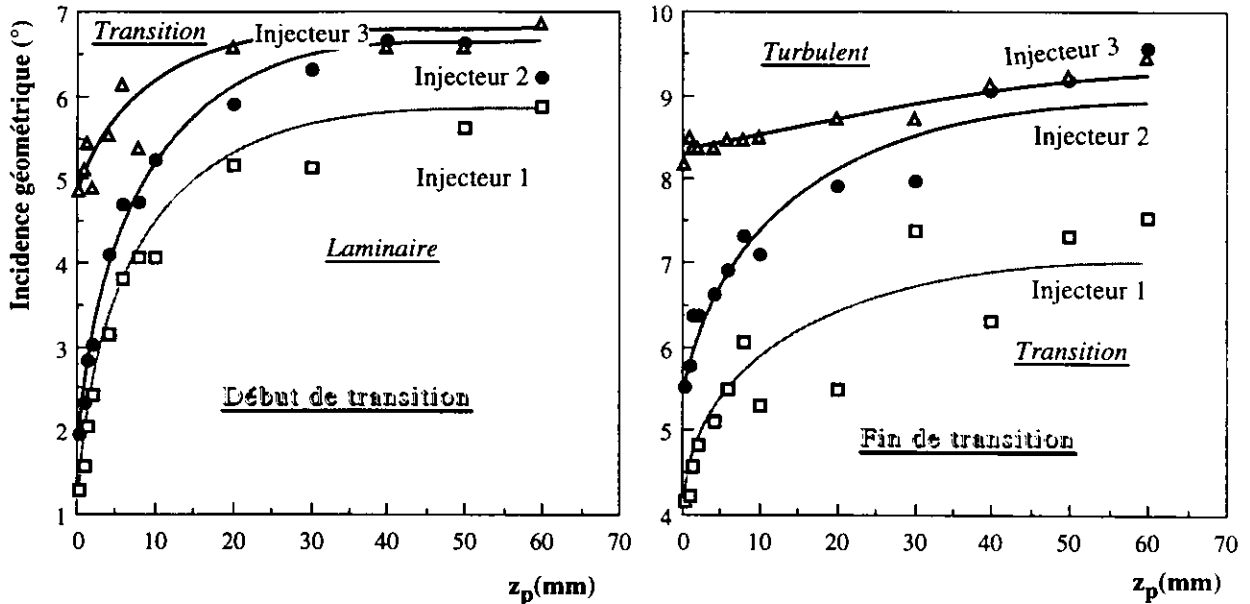


Fig. 7 : Transition à la turbulence pour une vitesse de 3 m.s^{-1}

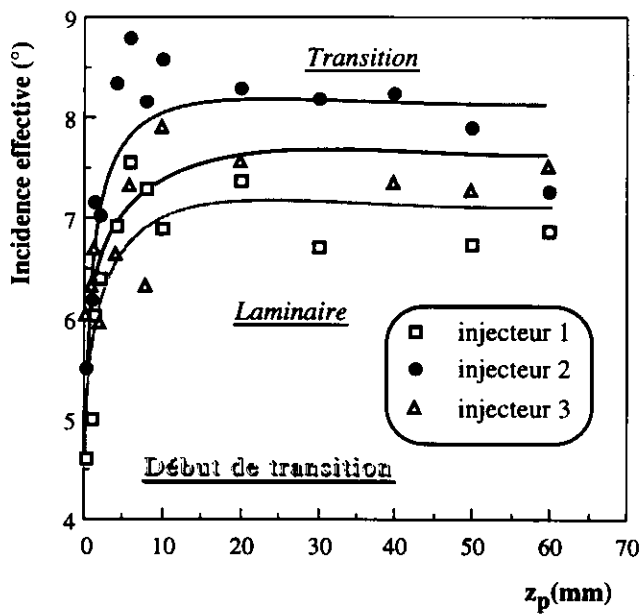


Fig. 8 : Influence du tourbillon image sur la transition à la turbulence pour une vitesse de 3 m.s^{-1}

La figure 8 présente la carte de début de transition en fonction de l'incidence effective. Contrairement aux courbes donnant l'incidence géométrique de transition, celles donnant l'incidence effective de transition présente un plateau asymptotique plus important : celui-ci commençant pour un confinement de 10 mm alors qu'il est de 25 mm pour l'incidence géométrique. Cependant, l'ordre d'apparition de la turbulence n'est plus vérifié (la courbe de l'injecteur 3 est comprise entre les courbes des injecteurs 1 et 2) et en milieu très confiné, une avance à l'apparition de la transition est toujours présente. Ceci est vraisemblablement dû au fait que la répartition de la circulation n'est plus de type elliptique en milieu confiné, comme l'a montré Deniset [4]. On remarque aussi que l'effet du confinement se fait encore sentir pour la valeur de 60 mm de z_p puisque les incidences effective et géométrique de début de transition diffèrent encore sensiblement.

L'influence du nombre de Reynolds sur les incidences critiques de début et de fin de transition a été analysée à partir d'essais menés à trois vitesses différentes : 3, 6 et 10 m.s^{-1} .

La planche photographique 4 montre le passage à la turbulence pour les vitesses débitantes de 6 et 10 m.s^{-1} . Contrairement à la planche photographique 2, il n'y a plus de bulbe long mais des bouffées turbulentes qui marquent le début de la transition. Pour ce qui est de la fin de la transition, elle est sensiblement la même quelle que soit la vitesse. Lorsque le nombre de Reynolds est grand, l'intermittence est presque inexistante.



*Planche photographique 4-a : Lâchers turbulents
pour $U_d = 6 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 7,2.10^5$, $\alpha = 4,7^\circ$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*



*Planche photographique 4-b : Filets turbulents
pour $U_d = 6 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 7,2.10^5$, $\alpha = 7,1^\circ$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*



*Planche photographique 4-c : Lâchers turbulents
pour $U_d = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 12.10^5$, $\alpha = 3,2^\circ$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*



*Planche photographique 4-a : Filets turbulents
pour $U_d = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $Re = 12.10^5$, $\alpha = 3,5^\circ$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*

Planche photographique 4 : Effet du nombre de Reynolds sur la couche limite

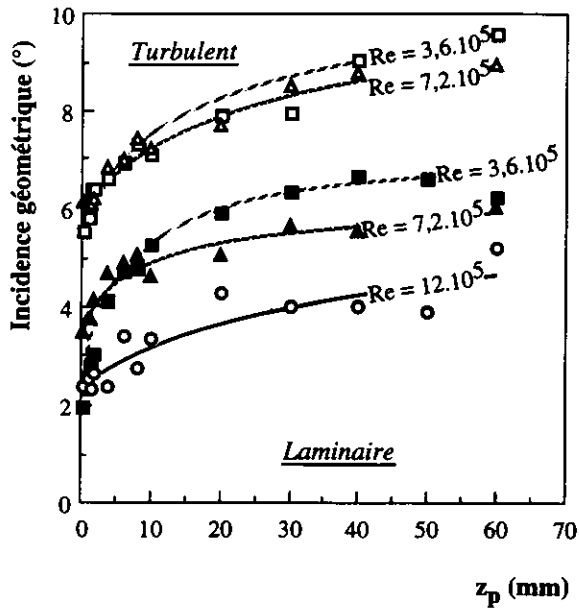


Fig. 9 : Influence du nombre de Reynolds sur la transition à la turbulence (injecteur 2)

5.2- Étude du décollement

L'étude de la position du point de décollement a été menée, comme précédemment, par des moyens vidéo et plus précisément avec des prises de vue de dessous. En effet, lorsque le filet décolle, nous pouvons voir son image sur le profil. La planche photographique 5 montre les points de décollement pour les filets 2 et 3 (repérés par les flèches). Nous prendrons comme point de décollement le point séparant le filet de son image dans le profil. Nous pouvons observer deux configurations différentes :

- pour le filet 2, nous observons une remontée du colorant, vers l'emplanture, à l'aval du décollement, caractéristique d'un effet tridimensionnel ;
- par contre, le filet 3 reste dans le prolongement de l'injecteur. Les effets tridimensionnels sont donc peu marqués vers l'emplanture.

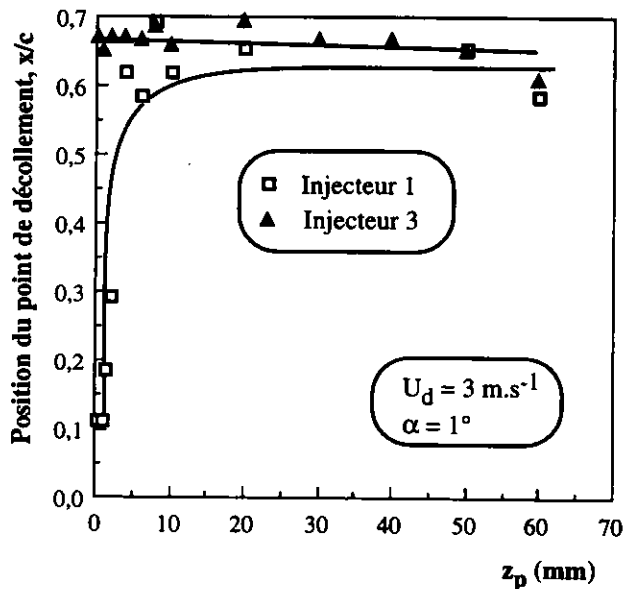


Fig. 10 : Position du point de décollement en fonction du confinement pour les injecteurs 1 et 3

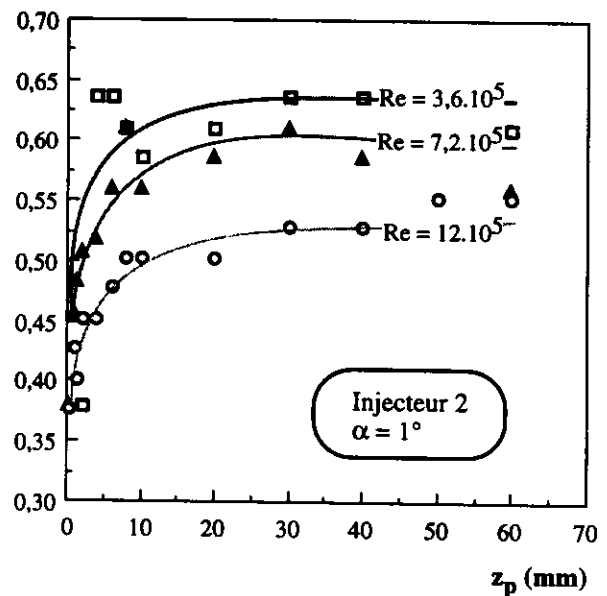
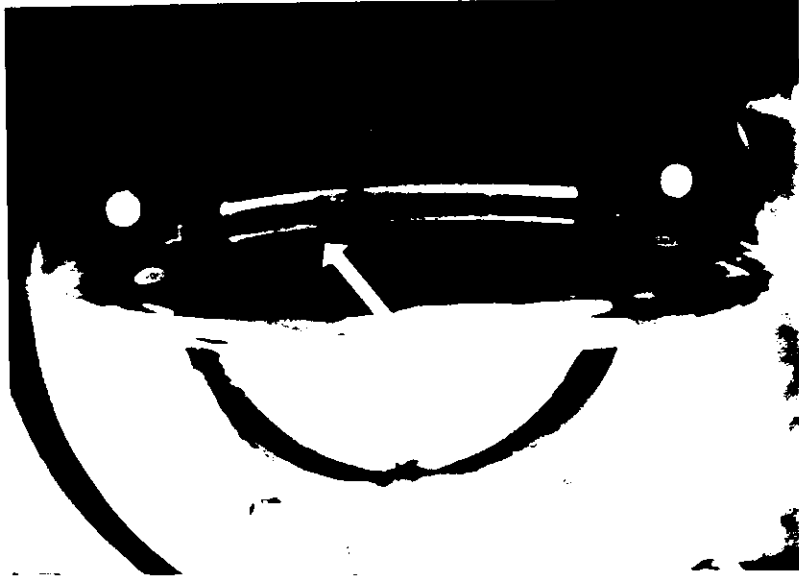


Fig. 11 : Position du point de décollement en fonction du nombre de Reynolds

Toutes les mesures ont été effectuées pour une incidence fixe de 1° . C'est la position du point de décollement en fonction du confinement qui a été étudiée. Cette position est repérée par l'abscisse x (l'origine étant prise au

En effet, juste après l'apparition des bouffées turbulentes, le régime devient pleinement turbulent : l'écart entre les incidences de début et de fin de transition est au maximum de $0,6$ degrés. C'est pourquoi, nous n'avons représenté, sur la figure 9, que les valeurs de l'incidence relatives au début de transition. Mais ces valeurs peuvent être considérées comme celles qui correspondent à la turbulence développée.

Sur la figure 9, nous avons superposé les valeurs de l'incidence géométrique de transition de la couche limite, pour l'injecteur 2, en fonction du confinement pour les différents nombres de Reynolds : l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne un passage à la turbulence plus rapide. En effet, plus le nombre de Reynolds est grand, plus l'incidence critique de transition pour le passage à la turbulence est petite.



Injecteur 3



Injecteur 2

*Planche photographique 5 : Position du point de décollement
pour $U_d = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $Re = 3,6 \cdot 10^5$, $\alpha = 1^\circ$ et $z_p = 10 \text{ mm}$*

niveau du bord d'attaque) et adimensionnée par la corde locale c .

La position du point de décollement est déterminée pour les trois filets et ceci pour la vitesse de 3 m.s^{-1} . L'influence de la vitesse ne sera examinée que pour l'injecteur 2, la détermination de la position du point de décollement étant difficilement observable pour le filet 3 à grande vitesse.

La figure 10 montre l'évolution de la position du point de décollement laminaire en fonction du degré de confinement pour les injecteurs 1 et 3 (la courbe donnant la position du point de décollement pour l'injecteur 2 n'a pas été représentée sur cette figure car elle est très proche de celle de l'injecteur 1). Près de l'extrémité de l'aile (injecteurs 1 et 2), le confinement avance le décollement près du bord d'attaque, tandis que près de l'emplanture, le décollement se fait à l'arrière de l'aile et est peu influencé par le confinement.

La figure 11 présente l'évolution de la position du point de décollement pour le filet 2 en fonction de la vitesse. L'augmentation de la vitesse favorise un décollement plus proche du bord d'attaque.

6 CONCLUSION

Ce travail présente une analyse expérimentale de l'effet de confinement sur le comportement de la couche limite d'une aile tridimensionnelle. Le confinement est dû à une paroi placée à une distance réglable du bout de l'aile. Les résultats sont interprétés sur la base de la théorie de la ligne portante, en considérant l'influence de l'image de la nappe tourbillonnaire réelle à travers la plaque qui, qualitativement, doit augmenter l'incidence de l'aile au voisinage de son extrémité. Les principaux résultats de l'étude sont les suivants :

- Une campagne de mesure d'effort au moyen d'une balance hydrodynamique a montré l'influence du confinement et du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance. Le confinement entraîne une augmentation du coefficient de portance, alors que l'augmentation de la vitesse diminue celui-ci, cette diminution s'atténuant pour les grands nombre de Reynolds.
- A partir des coefficients de portance mesurés, nous pouvons déterminer l'incidence induite par l'image de la nappe tourbillonnaire. Cette incidence induite est d'autant plus grande que la section est proche du bout de l'aile et que le confinement est important.
- Le confinement provoque une nette avance à la cavitation dans le tourbillon marginal, par rapport au cas non confiné. Le tracé du paramètre de cavitation naissante en fonction du carré du coefficient de portance, ne fournit pas une corrélation parfaite (surtout pour les grandes incidences en milieu très confiné). Ceci est attribué au fait que les profils de vitesses tangentielles ne sont pas semblables et que lors du confinement la répartition de la circulation n'est plus de type elliptique.
- Pour ce qui est de l'étude de la couche limite, la présence de trois injecteurs de colorant au bord d'attaque du profil a permis de réaliser des cartes de transition à la turbulence. La transition s'opère tout d'abord en bout d'aile et se propage progressivement vers l'emplanture lorsque l'incidence augmente. En milieu non confiné, la turbulence apparaît pour une incidence constante, ce qui n'est pas le cas en milieu confiné puisque la transition débute prématurément.

L'apparition de la turbulence exprimée en fonction de l'incidence effective montre que quantitativement, le résultat n'est pas exactement celui que l'on attendait puisque les courbes ne sont pas confondues.

En ce qui concerne l'influence du nombre de Reynolds, plus celui-ci est grand, plus la transition à la turbulence se déclenche à une incidence plus faible.

- L'évolution de la position du point de décollement a également été étudiée : pour l'injecteur 3, proche de l'emplanture, le point de décollement est indépendant du confinement alors que pour l'injecteur 2, proche du bout de l'aile et donc plus sensible aux effets tridimensionnels, le point de décollement se rapproche du bord d'attaque lorsque le jeu d'entrefer diminue.

Pour l'injecteur 2, l'augmentation de vitesse a tendance à déplacer le point de décollement vers le bord d'attaque ; ce déplacement reste faible surtout en milieu très confiné.

RÉFÉRENCES

- [1] D.H. Fruman, Mai 1995
"The «Action Concertée Cavitation» research program and accomplishments"
 International Symposium on Cavitation, Deauville, France
- [2] P. Rebuffet, 1969
"Aérodynamique expérimentale, tome 1"
 Dunod, troisième édition
- [3] P. Cerrutti, T. Pichon, 1993
"Cavitation de tourbillon marginal, effet de la forme en plan"
 Rapport DRET, 91/1035 J
- [4] F. Deniset, Juin 1996
"Modélisation numérique des conditions d'apparition de la cavitation de tourbillon marginal sur une aile-3D. Effet du confinement"
 Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble
- [5] J.P. Franc et al, 1995
"La Cavitation"
 Presses Universitaires de Grenoble
- [6] O. Boulon, Avril 1996
"Etude expérimentale de la cavitation de tourbillon marginal. Effets instationnaires, de germes et de confinement"
 Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble
- [7] J.P. Franc, P. Lami, J.M. Michel, Septembre 1996
"Effets du champ de pression et de la germination sur la cavitation de tourbillon marginal"
 Rapport n°3, DRET 92/080
- [8] R.E.A. Arndt, V.H. Arakeri & H. Higuchi, 1991
"Some observations of tip-vortex cavitation"
 J. Fluid Mech. 229, 269-289
- [9] O. Boulon, J.P. Franc & J.M. Michel, Novembre 1996
"Effet du confinement sur la cavitation de tourbillon marginal"
 Troisièmes Journées Cavitation, SHF, 13-14 Novembre 1996, Grenoble