Profils minces supercavitants à arrière tronqué

par J.-M. Michel

Chargé de Recherches au C.N.R.S.

et A. Rowe

Ingénieur de Recherches au C.N.R.S.

Institut de Mécanique de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble

I. - Définition et étude théorique de profils portants à nombre de ventilation nul en présence d'une surface libre

par J.-M. MICHEL et A. ROWE

Depuis que TULIN (1), en 1953, a jeté les bases de la théorie linéarisée des écoulements supercavitants, un grand nombre de recherches (voir par exemple (2)) ont été menées aux États Unis d'abord puis dans divers pays, pour élaborer des formes optimales de profils portants et évaluer leurs performances dans diverses circonstances de fonctionnement. L'expérience a prouvé en effet que la technique de la linéarisation, malgré certaines imperfections inhérentes à sa nature même (imperfections déjà rencontrées en aérodynamique), constitue un outil efficace pour une première approche des problèmes : elle permet d'évaluer avec une précision suffisante les coefficients de pression locaux sur le profil, sauf au voisinage du bord d'attaque, et de fournir au moins une estimation des coefficients globaux de portance et de moment.

STARLEY et JOHNSON (3) ont étendu la méthode de TULIN au cas de profils à arrière tronqué, dont l'extrados est mouillé et le bord d'attaque arrondi, évoluant au voisina-

ge d'une surface libre. Ils ont montré que par un choix judicieux de l'épaisseur relative il est possible d'obtenir, dans le cas d'un nombre de ventilation nul, des profils à très faible trainée de forme. Les essais effectués sur ces profils, tout en confirmant leur intérêt théorique, mirent en évidence certains défauts qui parurent en limiter l'utilisation, en particulier la petite valeur de la fourchette d'incidence sans cavitation de bord d'attaque et le risque de décrochement de la cavité qui s'étend à l'arrière du profil.

Cependant, en raison des difficultés de l'expérimentation, il demeurait une incertitude sur l'importance des défauts que l'on vient de mentionner : la ventilation des cavités exige du moyen d'essai, outre la possibilité de respecter les similitudes de Froude et de cavitation, des qualités particulières concernant l'évacuation de l'air injecté et l'indépendance de la teneur en air de l'eau par rapport aux autres paramètres. Disposant d'un tunnel hydrodynamique qui satisfait à ces conditions (4), il nous était possible de mener

parallèlement les études théoriques et les essais expérimentaux sur les profils à arrière tronqué et à base ventilée. Nous présentons ici les résultats d'une première étude des profils à base ventilée, où sont exposés à la fois leur mode de définition (inspiré de STARLEY et JOHNSON) et l'examen de leur comportement sous l'effet d'un changement d'incidence ou de profondeur d'immersion.

Une telle étude prend un nouvel intérêt, d'ailleurs, par suite de l'évolution des profils supercavitants à extrados dénoyé : les premiers profils, dus à TULIN-BURKART et à JOHNSON, présentaient un bord d'attaque très effilé ; les conditions de résistance mécanique conduisent maintenant à envisager des profils à bord d'attaque arrondi et à extrados non entièrement dénoyé. Le profil supercavitant peut être alors considéré comme une simple variété du profil à base ventilée et les méthodes mises au point sur celui-ci sont adaptables à celui-là.

La ventilation des cavités permet d'établir des conditions moyennes d'écoulement analogues à celles que l'on obtient en régime de cavitation de vapeur et de diminuer notablement la traînée même aux vitesses pas trop grandes. Quelle que soit la manière de réaliser l'écoulement, un problème important résulte de l'influence du nombre de ventilation ou de cavitation sur la portance lorsqu'une surface libre est présente. Bien que des résultats récents de ROWE (5) montrent une inversion du sens de variation de la portance lorsque la cavité s'allonge, nous considérons le cas limite de la cavité infinie comme la référence la plus convenable pour le problème inverse. Dans le cas du problème direct, les conditions de fermeture d'une cavité finie ou les conditions aux limites à imposer dans le sillage de la cavité ne sont pas assez bien établies expérimentalement (6) pour que l'on puisse se déterminer avec certitude en faveur d'un modèle ou d'un autre.

La théorie linéarisée constitue l'outil privilégié pour la définition des profils minces ; il est opportun de l'utiliser aussi dans le problème direct puisqu'elle demeure l'un des éléments de méthodes plus puissantes destinées à en corriger les insuffisances, par exemple la méthode des développements asymptotiques que FURUYA (7) a récemment mise en œuvre pour des profils de forme relativement simple et dans le cas du milieu infini. Il est particulièrement intéressant de montrer à quelles conditions, pour des profils répondant à des lois de charge assez générales, les problèmes inverse et direct sont bien posés, en ce sens que les résultats de l'un correspondent aux données de l'autre. Pour cette raison, nous nous étendons quelque peu sur la forme des singularités et sur leur importance respective : il apparaît alors qu'en problème inverse la loi de charge doit être continue aux bords de fuite du profil tandis qu'une discontinuité finie au bord d'attaque peut être admise. Nous insistons aussi sur quelques problèmes numériques : les profils obtenus en problème inverse sont déterminés par un nombre fini d'ordonnées à des abscisses discrètes ; il est alors nécessaire, soit en vue de la construction du profil, soit en vue de son étude par le problème direct, de connaître l'ordonnée et la pente en un point quelconque ; les interpolations correspondantes se révèlent délicates au voisinage du bord d'attaque où le rayon de courbure est très petit. Ce problème n'a été résolu correctement que par l'usage des fonctions spline d'interpolation.

1 a/ Plan de l'écoulement.

1 b/ Plan physique linéarisé.

1 c/ Plan auxiliaire t.

Les données aux frontières sont portées au-dessus de l'axe réel pour le problème inverse, au-dessous de cet axe pour le problème direct.

1 - BASES PHYSIQUES ET FORMULATION DES PROBLEMES

On suppose que l'écoulement est bien représenté par le schéma de la figure 1 a : un profil bidimensionnel mince à bord d'attaque 0 arrondi, d'intrados unité, d'extrados égal à e ($e \leq 1$), de pente partout très petite sauf au voisinage du bord d'attaque, est placé dans un écoulement limité par une surface libre AB, de vitesse U égale à l'unité à l'infini amont et dirigée suivant l'axe Ox . Le profil est entièrement noyé sur sa partie COD ; il est suivi par une cavité BCDA' où la pression est égale à la pression sur la surface libre AB.

On admet que le fluide est incompressible et l'écoulement irrotationnel et permanent. L'influence de la gravité est supposée négligeable. En l'absence du profil, la surface libre, sur laquelle est établie la pression p_0 , est plane.

Le profil mince n'impose aux lignes de courant qu'une courbure très petite sauf au voisinage du bord d'attaque. Il s'ensuit d'une part que les composantes u, v de la vitesse de perturbation sont partout, sauf en 0, très petites par rapport à l'unité de sorte que, si $y(x)$ est l'équation d'une

ligne de courant et C_p le coefficient de pression locale ($C_p = \frac{P - P_0}{\frac{\rho U^2}{2}}$), on a en tout point de l'écoulement :

$$(1,1) \quad v = \frac{dy}{dx}$$

$$(1,2) \quad u = - \frac{C_p}{2}$$

D'autre part la petite valeur de la courbure des lignes de courant permet d'assimiler les frontières du domaine à des droites parallèles à l'axe Ox : on obtient ainsi le plan physique linéarisé : $z = x + iy$ (fig. 1 b), constitué par le demi plan : $y \leq h$, muni de la coupure : $y = 0, x \geq 0$.

L'écoulement étant irrotationnel, on peut considérer u et $-v$ comme les parties réelle et imaginaire de la vitesse complexe de perturbation w , fonction holomorphe de la variable z . Cette fonction est déterminée par les conditions aux limites suivantes, déduites de (1,1) et (1,2).

— sur les lignes libres AB, BC, DA' :

$$(1,3) \quad u = 0 \text{ (problème inverse et problème direct)}$$

— sur le profil :

(. en problème inverse, u est donné par (1,2)

$$(1,4) \quad (. \text{ en problème direct, } v \text{ est donné par (1,1) où}$$

(y désigne alors l'ordonnée du profil

On impose de plus à $w(z)$ le comportement suivant :

— à l'infini (point A)

$$(1,5) \quad w \simeq z^{-1}$$

— au bord d'attaque

$$(1,6) \quad w \simeq z^{-1/2}$$

Cette dernière condition permet d'obtenir un bord d'attaque arrondi en problème inverse et, en problème direct, une répartition des coefficients de pression intégrable, donc significative quant aux efforts globaux.

La réalité physique demande que, dans le problème direct, on impose la continuité des coefficients de pression (le voisinage du bord d'attaque étant excepté) : sur le profil, les coefficients de pression doivent donc tendre vers zéro au voisinage des bords de fuite C et D : cette condition fixe la circulation sur le profil et de ce fait remplace la condition de Joukowski. Dans le problème inverse, il arrive qu'on tolère des discontinuités de première espèce au bord d'attaque et aux bords de fuite : les deux problèmes ne sont plus alors traités de manière symétrique. Ce point mérite un examen particulier.

La discontinuité de première espèce sur les données aux frontières introduit une singularité logarithmique de $w(z)$. Au bord d'attaque, ce fait n'a pas d'importance pratique puisque la singularité algébrique admise en ce point est prépondérante. Aux bords de fuite au contraire, la singularité engendre une forme peu réaliste du profil, avec tangente verticale : on évite usuellement ce fait en extrapolant judicieusement, jusqu'aux bords de fuite, les valeurs de y

calculées dans leur voisinage. Si l'on obtient ainsi une forme convenable, on doit remarquer cependant que le problème direct appliqué à ce profil restitue des coefficients de pression et un coefficient de portance nettement différents de ceux qu'on a admis au départ, plus proches d'ailleurs des valeurs expérimentales : ce fait sera mis en évidence sur un exemple. Pour que le problème inverse soit bien posé, la répartition des coefficients de pression doit donc être continue aux bords de fuite du profil.

L'intensité de la singularité algébrique au bord d'attaque n'est pas déterminée a priori en problème inverse : on dispose ainsi d'un degré de liberté qui permet d'obtenir une famille de profils de même portance mais d'épaisseurs relatives différentes. Dans le problème direct, cette grandeur est fixée par la condition (1,5). Dans les deux problèmes, la vitesse complexe w n'est pas nulle en général à l'infini aval (point B) : le jet supérieur peut ainsi s'écarter indéfiniment de la surface libre DA' ou au contraire la recouper. Cette difficulté est due essentiellement à ce que la condition de Brillouin sur la valeur limite de la vitesse n'est pas respectée. Elle s'ajoute au fait, rencontré aussi en théorie exacte, que la surface libre se déprime indéfiniment à l'aval et à l'amont (points A et A'). Les résultats présentés ici ne sont donc significatifs qu'au voisinage du profil.

La fonction $w(z)$ étant supposée connue, on obtient les coefficients de portance, de trainée et de moment par les expressions suivantes, où les intégrales sont prises le long du contour DOC.

$$(1,7) \quad \begin{cases} C_z = 2 \int u dx \\ C_x = 2 \int u v dx \\ C_m = 2 \int u x dx \end{cases}$$

Les moments sont pris par rapport au bord d'attaque. Ils sont comptés positivement dans le sens trigonométrique direct.

La méthode utilisée consiste à représenter le domaine d'écoulement du plan z sur le demi-plan supérieur : $s \geq 0$ du plan auxiliaire $t = r + is$ et à obtenir la fonction $w(t)$ comme solution d'un problème aux frontières. C'est alors la fonction w qui constitue l'invariant de la transformation.

Le plan auxiliaire est représenté sur la figure 1 c. Les points A, D et O sont portés respectivement à l'infini, à l'abscisse $r = -1$ et à l'abscisse $r = 0$. La transformation $z(t)$ s'exprime, à partir de la formule de Schwartz-Christoffel, par

$$(1,8) \quad z = -\frac{h}{\pi} \left[\frac{t}{b} + \text{Log} \left(1 - \frac{t}{b} \right) \right]$$

Dans cette expression, b désigne l'abscisse du point B donnée par la relation :

$$(1,9) \quad \frac{\pi}{h} = \frac{1}{b} - \text{Log} \left(1 + \frac{1}{b} \right)$$

L'abscisse c du point C est donnée par :

$$(1,10) \quad \frac{\pi e}{h} = \text{Log} \frac{b}{b-c} - \frac{c}{b}$$

Les abscisses b et c étant déterminées par (1,9) et (1,10), la correspondance entre les points situés sur le profil ou la cavité et leurs transformés est donnée par :

$$(1,11) \quad x = -\frac{h}{\pi} \left[\frac{r}{b} + \text{Log}(1 - \frac{r}{b}) \right], r < b$$

d'où l'on déduit

$$(1,12) \quad dx = \frac{h}{\pi b} \cdot \frac{r}{b-r} dr$$

On peut remarquer qu'au voisinage du bord d'attaque, on a sensiblement :

$$(1,13) \quad x \simeq \frac{h}{2\pi} \left(\frac{r}{b} \right)^2$$

et que, à l'infini, z est de l'ordre de t : $z \simeq -\frac{h}{\pi} \frac{t}{b}$

Lorsque la profondeur d'immersion h devient très grande les ordres de grandeur sont les suivants :

$$(1,9 a) \quad b \simeq \sqrt{h/2\pi}$$

$$(1,10 a) \quad c \simeq \sqrt{e}$$

$$(1,11 a) \quad x \simeq r^2 \text{ pour } \frac{r}{b} \ll 1$$

2 - LE PROBLEME INVERSE

Dans ce cas la partie réelle u de $w(t)$ est connue sur l'axe réel r de sorte qu'on a à traiter un problème aux frontières de Dirichlet. La solution de ce problème est :

$$(2,1) \quad w(t) = \frac{i}{\pi} \int_{-1}^c \frac{u(r') dr'}{t-r} + i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_n}{t^n}$$

Lorsque le point t tend vers un point de l'axe réel l'intégrale doit être prise en valeur principale au sens de Cauchy. Le second terme de (2,1), où les b_n sont réels, correspond à la solution du problème homogène de Dirichlet dans lequel les données sur l'axe réel sont nulles partout sauf à l'origine. En vue de satisfaire à la condition (1,6) et moyennant (1,13), on prend tous les b_n nuls sauf b_1 . On posera dans la suite $b_1 = -\tau$. Le paramètre τ permet d'obtenir, pour une loi de charge donnée, des profils d'épaisseurs relatives différentes. Remarquons enfin que $w(t)$ satisfait aussi à la condition (1,5).

L'expression (2,1) permet de calculer v sur le profil. On obtient :

$$(2,2) \quad v(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{-1}^c \frac{u(r') dr'}{r-r'} + \frac{\tau}{r}, -1 \leq r \leq c$$

soit aussi

$$v(r) = v_1(r) + \tau v_2(r)$$

La loi de charge $u(x)$ (ou $u(r)$) est usuellement continue ou admet au plus des discontinuités de première espèce. Soient alors $u(0-)$ et $u(0+)$ les valeurs de $u(r)$ à gauche et à droite de l'origine : à cette discontinuité éventuelle correspond la singularité suivante de $v_1(r)$:

$$v_1(r) \simeq \lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{u(r_-) - u(r_+)}{\pi} \cdot \text{Log } r \right]$$

Soient de même $u(-1)$ et $u(c)$ les valeurs de $u(r)$ aux deux bords de fuite : $v_1(r)$ se comporte au voisinage de ces points comme $\lim_{r \rightarrow -1} \left[\frac{u(r)}{\pi} \text{Log} \frac{1}{r+1} \right]$ et $\lim_{r \rightarrow c} \left[\frac{u(r)}{\pi} \text{Log}(c-r) \right]$ respectivement.

Lorsque $v(r)$ est calculé à partir de (2,2), on peut obtenir l'ordonnée $y(r)$ en un point quelconque du profil : les relations (1,1) et (1,12) donnent en effet :

$$(2,3) \quad y(r) = \frac{h}{\pi b} \int_0^r v(r') \frac{r'}{b-r'} dr'$$

Si l'on fait apparaître les contributions respectives de v_1 et v_2 , on peut mettre cette expression sous la forme

$$(2,3) \quad y(r) = y_1(r) + \tau y_2(r)$$

On distinguera de plus les grandeurs relatives à l'intrados ($-1 \leq r \leq 0$) et à l'extrados ($0 \leq r \leq c$) par les indices $-$ et $+$ respectivement.

Le calcul de y_2 s'effectue directement :

$$(2,4) \quad y_2(r) = \frac{h}{\pi b} \text{Log} \frac{b}{b-r}$$

et l'on obtient, au voisinage du bord d'attaque, compte tenu de (1,13)

$$(2,4 a) \quad y_2 \pm \simeq \frac{h}{\pi b^2} r \simeq \pm \sqrt{\frac{2hx}{\pi}}$$

Lorsque la profondeur h devient très grande on a, quel que soit x :

$$(2,4 b) \quad y_2 \pm = \pm 2 \sqrt{x}$$

Pour cette raison, le profil est appelé pseudo-parabolique. Au bord d'attaque le rayon de courbure a , en module, la valeur suivante :

$$(2,5) \quad R = \frac{h}{\pi} \left(\frac{\tau}{b} \right)^2$$

La courbure en ce point est donc due entièrement à la contribution du terme v_2 .

Les coefficients d'efforts globaux s'expriment, à partir de (1,7) et (1,12), par les intégrales suivantes :

$$(2,6) \quad \begin{cases} C_z = \frac{2h}{\pi b} \int_{-1}^c u \frac{rdr}{b-r} \\ C_x = -\frac{2h}{\pi b} \int_{-1}^c uv \frac{rdr}{b-r} \\ C_m = -2 \left(\frac{h}{\pi b} \right)^2 \int_{-1}^c u \left[r + b \text{Log}(1 - \frac{r}{b}) \right] \frac{rdr}{b-r} \end{cases}$$

On vérifie facilement que, vu les singularités admises sur u et v , ces intégrales ont un sens. La méthode des résidus appliquée à l'intégrale $\int_{b-t}^c \frac{w(t)}{b-r} dt$ et étendue à un contour fermé entourant le segment DC (figure 1 c), permet, après prolongement de $w(t)$ dans le demi-plan inférieur, de mettre le coefficient C_X sous la forme :

$$(2,7) \quad C_X = h \left[\frac{1}{\pi} \int_{-1}^c \frac{u(r) dr}{b-r} - \frac{\pi}{b} \right]^2$$

ou :

$$(2,8) \quad C_X = h [v(b)]^2$$

3 - LE PROBLEME DIRECT

Nous supposons ici que le profil, placé à l'incidence nominale nulle, est représenté par une fonction régulière $y_h(x)$ admettant en tout point une dérivée première et une dérivée seconde, sauf au bord d'attaque. En ce point la courbure est continue et non nulle ; la pente y est infinie. Le profil peut être placé à l'incidence α , supposée petite. Sous les hypothèses de la linéarisation, l'ordonnée $y(x)$ d'un point quelconque du profil à l'abscisse x est dans ce cas :

$$y(x) = y_h(x) - \alpha x$$

La composante v de la vitesse de perturbation est alors donnée, selon (1,1), par :

$$(3,1) \quad v(x) = v_h(x) - \alpha$$

soit aussi

$$(3,1 a) \quad v(x) = v_h(x) + \alpha v_\alpha(x), \text{ avec } v_\alpha(x) = -1$$

Les indices h et α permettent de distinguer le problème de forme, à profondeur d'immersion h donnée et à incidence nominale nulle, du problème d'incidence qui se réduit à un problème de plaque plane.

Dans le cas du problème direct, la partie réelle u de w est donnée sur les surfaces libres tandis que la partie imaginaire est donnée sur le profil. La détermination de $w(t)$ constitue alors un problème mixte aux frontières de Hilbert que l'on résoud par la méthode de Signorini. On obtient :

$$(3,2) \quad w(t) = -\frac{i}{\pi} \frac{\sqrt{(t+1)(t-c)}}{t} \int_{-1}^c \frac{v(r')}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} \frac{r' dr'}{t-r'}$$

L'intégrale doit être prise en valeur principale lorsque le point t tend vers un point de l'axe réel. On peut vérifier que l'expression (3,2) de $w(t)$ satisfait aux conditions aux frontières, aux conditions (1,5) et (1,6) et à la condition de continuité aux bords de fuite.

La composante u sur le profil est obtenue à partir de (3,2) :

$$(3,3) \quad u(r) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{(r+1)(c-r)}}{r} \int_{-1}^c \frac{v(r')}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} \frac{r' dr'}{(r-r')}$$

On peut faire correspondre à $v_h(r)$ et $v_\alpha(r)$ les composantes $u_h(r)$ et $u_\alpha(r)$ satisfaisant à la relation

$$(3,4) \quad u(r) = u_h(r) + \alpha u_\alpha(r)$$

On aura en particulier :

$$u_\alpha(r) = -\frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{(r+1)(c-r)}}{r} \int_{-1}^c \frac{r' dr'}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}(r-r')}$$

Le changement de variable

$$r' = \frac{c-1}{2} + \frac{c+1}{2} \cos \theta'$$

et l'identité

$$\int_0^\pi \frac{\cos n\theta' d\theta'}{\cos \theta' - \cos \theta} = \frac{\sin n\theta}{\sin \theta}$$

permettent de calculer explicitement $u_\alpha(r)$:

$$(3,5) \quad u_\alpha(r) = \frac{\sqrt{(r+1)(c-r)}}{r}$$

L'incidence d'adaptation α_a est obtenue lorsque la vitesse au bord d'attaque est finie soit, en tenant compte de l'expression (3,3) de $u(r)$ et de (3,1 a), pour :

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left[\int_{-1}^c \frac{v_h(r') - \alpha_a}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} \frac{r' dr'}{r-r'} \right] = 0$$

ce qui donne :

$$(3,6) \quad \alpha_a = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^c \frac{v_h(r')}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} dr'$$

L'introduction de l'incidence d'adaptation permet de transformer l'expression (3,3) de u , pour r compris entre -1 et c , en l'expression suivante :

$$(3,7) \quad u(r) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{(r+1)(c-r)}}{r} \int_{-1}^c \frac{v_h(r')}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} \frac{dr'}{r-r'} + (\alpha - \alpha_a) \frac{\sqrt{(r+1)(c-r)}}{r}$$

dans laquelle le premier terme est régulier à l'origine. Le second terme peut être interprété comme étant dû à une distribution singulière v_s de $v(r)$, dont l'expression serait ($\delta(r)$ désignant la fonction de Dirac) :

$$v_s(r) = (\alpha - \alpha_a) \sqrt{c} \delta(r)$$

La valeur de la composante verticale de la vitesse dans le jet supérieur (point B) est donnée par :

$$(3,8) \quad v_b = -\text{Im}[w(b)] = \frac{\sqrt{(b+1)(b-c)}}{\pi b} \int_{-1}^c \frac{v_h(r') - \alpha}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} \frac{r' dr'}{b-r'}$$

soit aussi

$$(3,8 a) \quad v_b = v_{bh} + \alpha v_{b\alpha}$$

avec

$$v_{b\alpha} = \frac{\sqrt{(b+1)(b-c)}}{b} - 1$$

Au voisinage de l'infini, $w(t)$ peut être développée en série de Laurent :

$$w(t) = -i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{t^n}$$

Le coefficient du premier terme est

$$a_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^c \frac{v_h(r')}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}} r' dr' - \frac{\alpha}{\pi} \int_{-1}^c \frac{r' dr'}{\sqrt{(r'+1)(c-r')}}$$

ou

$$(3,9) \quad a_1 = a_{1h} + \alpha \quad a_{1\alpha}$$

On trouve ainsi :

$$(3,10) \quad a_{1\alpha} = \frac{1-c}{2}$$

Les coefficients d'efforts globaux s'expriment encore à partir des relations (2,6). Il est possible d'exploiter ces relations de deux manières différentes : soit, de manière traditionnelle, en transformant les intégrales par la méthode des résidus, soit en utilisant la répartition de $u(r)$ donnée par (3,3). La seconde méthode est plus lourde mais elle permet, par un contrôle a posteriori, de tester la validité des calculs ; elle est pratiquement la seule utilisable pour le calcul du coefficient de moment.

Selon la première méthode, on calcule les intégrales $\int w dz$ et $\int w^2 dz$ étendues à un contour entourant le segment DOC et excluant le point B, après avoir prolongé analytiquement la fonction $w(t)$ dans le demi-plan inférieur. On obtient alors, pour le coefficient de portance et le coefficient de trainée, les résultats suivants (on utilise ici les notations globales introduites en (3,6), (3,8 a) et (3,9)) :

$$(3,11) \quad \begin{cases} C_z = 2h \left[\frac{a_1}{b} - v_b \right] = 2h \left[\frac{a_{1h}}{b} - v_{bh} \right] + \alpha \left(\frac{a_{1\alpha}}{b} - v_{b\alpha} \right) \\ C_x = h [v_b]^2 = h [v_{bh} + \alpha v_{b\alpha}]^2 \end{cases}$$

La seconde méthode donne les résultats suivants pour le coefficient de portance et le coefficient de moment

$$(3,12) \quad C_z = C_{zh} + \alpha C_{z\alpha}$$

$$C_m = C_{mh} + \alpha C_{m\alpha}$$

avec

$$(3,13) \quad \begin{aligned} C_{zh} &= \frac{2h}{\pi b} \int_{-1}^c u_h(r) \cdot \frac{r dr}{b-r} \\ C_{z\alpha} &= \frac{2h}{\pi b} \int_{-1}^c \sqrt{(r+1)(c-r)} \frac{dr}{b-r} \\ C_{mh} &= -2 \left(\frac{h}{\pi b} \right)^2 \int_{-1}^c u_h(r) \left[r + b \operatorname{Log} \left(1 - \frac{1}{b} \right) \right] \frac{r dr}{b-r} \\ C_{m\alpha} &= -2 \left(\frac{h}{\pi b} \right)^2 \int_{-1}^c \sqrt{(r+1)(c-r)} \left[r + b \operatorname{Log} \left(1 - \frac{r}{b} \right) \right] \frac{dr}{b-r} \end{aligned}$$

On vérifie facilement que le coefficient $C_{z\alpha}$, calculé à partir de (3,13) ou de (3,11), a la valeur suivante :

$$(3,14) \quad C_{z\alpha} = 2h \left(\frac{a_{1\alpha}}{b} - v_{b\alpha} \right) = h \cdot \frac{1+c}{b} \cdot \frac{\sqrt{b+1} - \sqrt{b-c}}{\sqrt{b+1} + \sqrt{b-c}}$$

Les coefficients $C_{z\alpha}$ et $C_{m\alpha}$ ne dépendent pas de la forme du profil sauf par la longueur e de l'extrados. Dans le cas où la profondeur d'immersion devient très petite, leur valeur limite est indépendante de e :

$$\lim_{h \rightarrow 0} (C_{z\alpha}) = \pi ; \quad \lim_{h \rightarrow 0} (C_{m\alpha}) = \frac{\pi}{4}$$

Lorsque la profondeur d'immersion est très grande, leur valeur limite est :

$$\begin{aligned} \lim_{h \rightarrow \infty} (C_{z\alpha}) &= \frac{\pi}{2} (\sqrt{e} + 1)^2 \\ \lim_{h \rightarrow \infty} (C_{m\alpha}) &= \frac{\pi}{8} [(e-1)^2 + \frac{1}{4} (\sqrt{e} + 1)^4] \end{aligned}$$

4 - COMMENTAIRE DE QUELQUES RÉSULTATS

En vue de mettre en évidence les conditions de concordance entre le problème inverse et le problème direct, les résultats du second problème que l'on présente ici sont relatifs à des profils obtenus comme solution du premier problème, à partir d'une loi de charge donnée et d'une valeur fixée de l'épaisseur relative. On dispose ainsi d'un ensemble d'ordonnées y_i à des abscisses discrètes x_i (environ 200 points), connues avec grande précision ; on dispose aussi de la valeur du rayon de courbure au bord d'attaque (relation 2,5), grandeur dont la connaissance est essentielle pour le calcul de l'incidence d'adaptation.

Lorsque les y_i sont données a priori (par exemple à partir d'un tableau de valeurs numériques supposées très précises), l'expérience montre que pour évaluer convenablement le rayon de courbure au bord d'attaque, il est nécessaire de connaître les ordonnées en des points dont la distance au bord d'attaque est inférieure à 10^{-4} .

Quelle que soit la manière dont le profil est défini, la résolution du problème direct nécessite la connaissance de y et de dy/dx à des abscisses quelconques. Pratiquement, ce problème d'interpolation n'a été résolu correctement que par l'usage des fonctions spline d'ordre deux qui assurent la continuité de y et de ses deux premières dérivées. Trois fonctions d'interpolations sont utilisées pour représenter respectivement l'intrados, l'extrados et la région voisine du bord d'attaque (pour cette dernière, une rotation d'axes de 90° est nécessaire). Chacune de ces fonctions est définie à partir de points (x_i, y_i) appartenant à des domaines qui débordent de leur domaine respectif d'utilisation.

Les calculs se réduisent pratiquement, dès que sont connues les abscisses b et c dans le plan t (relations 1,9 et 1,10), à l'évaluation d'un certain nombre d'intégrales dont certaines sont singulières. La singularité est d'abord isolée

sous forme d'une fonction logarithmique. Chaque fois que cela est possible (par exemple pour le calcul de $u_h(r)$ ou de a_{1h} , relations 3,4 et 3,9), la partie régulière de l'intégrale est évaluée par une méthode gaussienne d'approximation. Dans d'autres cas, l'intégrale est évaluée par la méthode de Romberg (par exemple $v_1(r)$, relation 2,2) ou simplement par la méthode des trapèzes (par exemple C_{Zh} , relation 3,13).

2/

Les profils sont définis, en problème inverse, à partir d'une répartition uniforme ou à variation sinusoidale du coefficient de pression C_p ou de la survitesse locale $u = -C_p/2$ (fig. 2), et à partir de la valeur du paramètre τ qui donne l'épaisseur relative E souhaitée (cette grandeur est définie au bord de fuite de l'extrados). Dans le cas où l'extrados a même longueur que l'intrados, l'épaisseur relative choisie est voisine de 12 %. Des formes typiques de profils obtenues en problème inverse seront présentées dans la partie II, ainsi que les caractéristiques hydrodynamiques expérimentales de ces profils.

Le tableau 1 présente les caractéristiques de définition des trois profils étudiés, notés A, B et C. Le tableau 2 donne, pour les profils B et C le rayon de courbure au bord d'attaque et le coefficient de trainée, déduits du problème inverse ; il donne aussi le coefficient de trainée déduit du problème direct, pour $h = 1$ et $\alpha = 0$, c'est-à-dire dans les circonstances où le profil a été défini. On voit que l'accord sur C_x peut être considéré comme bon.

La figure 3 présente les variations de $C_{Z\alpha}$ en fonction de h pour différentes longueurs d'extrados (relation 3,14). Le problème du pilotage d'ailes sous-marines est facilité si $C_{Z\alpha}$ n'est pas trop grand et s'il varie peu dans le domaine des profondeurs pratiques d'immersion ; de ce point de vue, les profils dont l'extrados est compris entre 0,4 et 0,7 semblent plus favorables. On peut noter que, pour des profils tels que $e = 1$ et $e = 0,75$, le calcul donne pour $h = 1$: $C_{Z\alpha} \approx 5,32$ et $C_{Z\alpha} \approx 5,03$; les valeurs expérimentales correspondantes sont voisines respectivement de 5,23 et 5,10.

Quelques résultats typiques du problème direct sont portés sur le tableau 3 ; l'examen de ce tableau suggère plusieurs remarques.

a) Le coefficient de trainée peut être calculé à partir des valeurs de v_{bh} et $v_{b\alpha}$ (relation 3,11). On constate alors que,

Profil	h	Survitesse u	u_{max}	u_{min}	e	x_{e1}	x_{e2}	x_{i1}	x_{i2}	E	C_z
A	1		0,05	-0,10	1	0,32	1	0,62	1	0,1185	0,243
B	1		0,05	-0,10	1	0,32	0,96	0,62	0,96	0,1198	0,239
C	1		0,05	-0,10	0,5	0,30	0,40	0,60	0,80	0,08	0,177

Tableau 1. - Caractéristiques de définition des trois profils.

Profil	R (2,5)	C_x	
		Inverse (2,8)	Direct (3,11)
B	$0,1405 \cdot 10^{-2}$	$0,1901 \cdot 10^{-2}$	$0,1972 \cdot 10^{-2}$
C	$0,1997 \cdot 10^{-2}$	$0,6771 \cdot 10^{-2}$	$0,6772 \cdot 10^{-2}$

Tableau 2.

3/ $C_{Z\alpha}$ en fonction de h pour diverses longueurs de l'extrados.

Profil	h	α_a	Portance				Traînée		Moment	
			$C_{z\alpha}$	C_{zh}		$C_z(h, \alpha_a)$	$\nu_{bh} \cdot 10^2$	$\nu_{b\alpha} \cdot 10$	C_{mh}	$C_{m\alpha}$
				résidus	Intégration de u					
A	1		5,3175		0,19636				0,11738	1,2810
B	0,5	- 18' 11"	4,6839	0,24192	0,25213	0,21712	4,3246	-9,1902	0,15295	2,1101
	1	0' 32"	5,3175	0,23604	0,23419	0,23688	4,4411	-6,9074	0,13178	2,5622
	2	17' 46"	5,7619	0,20842	0,20781	0,23822	4,4684	-4,2760	0,12828	2,8506
	5	37' 05"	6,0675	0,17216	0,17187	0,23761	3,5243	-1,9359	0,11983	3,0283
	10	48' 27"	6,1744	0,15003	0,14984	0,23705	2,6984	-0,10073	0,11417	3,0858
	100	1° 09' 32"	6,2722	0,10981	0,10946	0,23667	0,92978	-0,01043	0,10393	3,1361
C	0,5	- 26' 21"	4,3848	0,20817	0,21217	0,17455	8,7266	-6,0743	0,097899	1,8113
	1	03"	4,6002	0,17727	0,17857	0,17735	8,2294	-2,9861	0,090451	1,8846
	2	24' 15"	4,6916	0,14633	0,14674	0,17944	6,7503	-0,98514	0,084433	1,9131
	5	50' 20"	4,7111	0,11244	0,11296	0,18143	4,6662	0,16427	0,078328	1,9172
	10	1° 04' 44"	4,6952	0,09338	0,09335	0,18181	3,3927	0,41995	0,074547	1,9105
	100	1° 32' 09"	4,6275	0,05947	0,05942	0,18353	1,0947	0,2941	0,068055	1,8839

Tableau 3.

pour $\alpha = 0$, il augmente avec h. Il est possible aussi de calculer l'incidence α_0 qui donne un coefficient de traînée nul. Cependant la valeur de α_0 pour h assez grand devient elle-même grande, de sorte que les hypothèses de la linéarisation ne sont plus respectées. Les résultats sur la traînée, malgré l'accord formel obtenu entre le problème direct et le problème inverse, doivent donc être considérés avec circonspection.

A chaque profondeur d'immersion correspond une longueur e_m de l'extrados pour laquelle le coefficient $\nu_{b\alpha}$ est nul de sorte que le coefficient de traînée est indépendant, à cette profondeur, de l'incidence. L'expression de e_m est :

$$e_m = \frac{h}{\pi b(b+1)} - 1$$

Le tableau 4 donne quelques valeurs de e_m .

h	0	0,5	1	2	5	10	10^2	10^3	∞
e_m	0	0,217	0,302	0,398	0,531	0,626	0,852	0,949	1

Tableau 4

b) En ce qui concerne la portance on constate, dans le cas des profils B et C, un bon accord entre les valeurs de C_{zh} calculées soit par la méthode des résidus (relation 3,11) soit par l'intégration de u sur le profil (relations 3,12 et 3,13). L'écart relatif est de l'ordre de 10^{-3} , sauf dans le cas

4/ Profil B. - Répartitions de u à plusieurs profondeurs d'immersion. $\alpha = 0$.

de la profondeur d'immersion $h = 0,5$. Dans ce cas, la très petite différence entre les racines b et c du plan t (inférieure à 10^{-4}) semble responsable de la trop grande valeur de C_{zh} obtenu par la deuxième méthode.

Si l'on compare la valeur de C_{zh} , pour $h = 1$, avec la valeur de C_z de définition des profils (tableau 1), on remarque un bon accord pour les profils B et C tandis qu'il existe une différence notable dans le cas du profil A (dans ce cas, la valeur de C_{zh} obtenue à partir du problème direct est plus proche des valeurs expérimentales). La différence est due aux discontinuités sur les valeurs de u admises aux bords de fuite dans le problème inverse ; elle disparaît lorsque ces discontinuités sont supprimées. On a pu vérifier que l'accord est encore très bon si l'on admet des discontinuités finies de u au bord d'attaque du profil, en faisant $x_{i1} = x_{e1} = 0$ (figure 2).

c) Le coefficient de portance C_{zh} à incidence nulle diminue lorsque la profondeur h augmente : ce résultat traduit l'instabilité naturelle des profils évoluant sous une surface libre. Cependant l'incidence d'adaptation augmente simultanément de sorte que le coefficient de portance à cette incidence reste sensiblement constant. Ce fait, qu'il

paraît difficile de justifier théoriquement, en raison de la dépendance complexe des paramètres b et c à l'égard de h , semble un élément favorable à l'utilisation des profils à base ventilée : le pilotage de ces profils se faisant à portance constante, le profil demeure sensiblement adapté de sorte que l'on peut espérer éloigner ainsi les risques de cavitation au voisinage du bord d'attaque.

La figure 4 présente diverses répartitions de u pour le profil B placé à incidence nulle et à plusieurs profondeurs d'immersion. Les figures 5, 6 et 7 présentent, pour les profils A, B et C, les répartitions de la survitesse u à plusieurs incidences et à profondeur d'immersion égale à l'unité. On voit qu'à l'incidence nulle, l'accord entre données du problème inverse (représentées par des tirets) et résultats du problème direct, est excellent pour les profils B et C : par exemple, dans les zones où u est constant, sa valeur est retrouvée à 10^{-2} et à 10^{-3} près respectivement. Au contraire dans le cas du profil A, les valeurs de u sont trop petites d'environ 10 % : ce résultat confirme l'importance de la continuité des données du problème inverse dans le voisinage des bords de fuite.

Cette étude a été financée par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais (Convention D.R.M.E.70-490).

Nous remercions Messieurs SUCHIER et LENDRIEUX, stagiaires scientifiques du contingent, qui ont réalisé les programmes pour le passage sur ordinateur.

RÉFÉRENCES

- (1) TULIN M.P. "Steady two-dimensional cavity flows about slender bodies". *D.T.M.B. Rept. 834* (1953).
- (2) DODU J. — MICHEL J.M. — VEJDOVSKI G. "Répertoire bibliographique". *Contrat D.R.M.E. 118-66* (Mai 1968).
- (3) STARLEY S.E. — JOHNSON V.E. "The design of two-dimensional low drag, base-vented struts". *hydronautics Techn. Rept. 001-11, March 1962*.
- (4) DODU J. — DUPORT J. — MICHEL J.M. "Le tunnel hydrodynamique de l'Université de Grenoble" *La Houille Blanche* (1968), p. 697-702.
- (5) ROWE A. "Profils hydrodynamiques bi-dimensionnels à base ventilée en présence d'une surface libre". *Thèse, Grenoble, Juillet 1973*.
- (6) MICHEL J.M. "Sillages plans supercavitants. Étude physique". *Thèse, Grenoble, Mars 1973*.
- (7) FURUYA O. "A singular method of calculating the behavior of supercavitating hydrofoils with rounded noses". *Cal. Inst. of Techn. Rept. E-79 A. 14, June 1972*.

II. - Étude expérimentale

Influence de la ventilation sur les caractéristiques de profils portants évoluant au voisinage d'une surface libre

par A. ROWE

Les méthodes de calcul présentées dans la première partie permettent de prévoir ce que deviennent les caractéristiques globales d'un profil, lorsque son incidence ou sa profondeur d'immersion varient. Elles permettent aussi de prévoir, avec une assez bonne précision, les valeurs locales des coefficients de pression, sauf au voisinage immédiat du bord d'attaque, où celles-ci deviennent grossièrement erronées. Nous avons montré que, grâce aux précautions prises dans le mode de définition des profils, et à la condition de choisir pour loi de charge dans le problème inverse, une loi continue aux bords de fuite, la concordance entre la solution du problème direct et celle du problème inverse est excellente.

Ces méthodes présentent malheureusement plusieurs insuffisances :

- Au voisinage du bord d'attaque, la valeur du coefficient de pression local ne représente pas la réalité ; par conséquent, les limites de cavitation de bord d'attaque ne peuvent pas être prévues.
- Lorsque l'angle d'incidence devient trop grand, les hypothèses de la théorie linéarisée ne sont plus satisfaites, et les valeurs des coefficients hydrodynamiques globaux deviennent inexactes.
- La condition de nullité du nombre de cavitation n'est jamais satisfaite dans la réalité, et la cavité s'étendant derrière le profil reste toujours finie.
- Dans la mesure où la vitesse n'est pas très grande, l'influence de la gravité ne peut être négligée.
- Enfin, pour la prédiction de la traînée, il n'est pas possible de négliger les termes de frottement, mais ceux-

ci peuvent être considérés comme des termes additifs, comme dans le cas des profils subcavitants.

En s'en tenant seulement au cadre des écoulements à potentiel de vitesse, il ne paraît pas utopique de penser qu'on puisse élaborer une théorie non linéaire incluant l'effet de la surface libre, l'influence d'une cavité finie derrière le profil, l'influence de la pesanteur. Cependant, en dehors des difficultés d'ordre mathématique qui rendent difficile la résolution de ce problème, une telle théorie ne sera réaliste qu'à la condition d'adopter pour la représentation de la cavité et de son sillage, un modèle mathématique qui représente avec une approximation suffisante les conditions physiques de l'écoulement autour de la cavité.

Pour ces raisons, il semble bien dans l'immédiat que seules des recherches à caractère expérimental soient de nature à donner des renseignements exacts sur les caractéristiques des profils supercavitants à arrière tronqué et bord d'attaque arrondi évoluant au voisinage d'une surface libre, et notamment sur les angles limites de cavitation et de décrochement, ainsi que sur l'influence du soufflage sur les coefficients de portance, de traînée et de moment. L'étude dont nous présentons les principaux résultats a eu pour but de donner une première réponse aux questions ainsi posées. Comme nous le verrons dans la suite, ces résultats sont également valables pour le cas des profils supercavitants non ventilés à bord d'attaque arrondi, dont on envisage l'utilisation pour la construction d'hélices marines, ou éventuellement, d'éléments de structure. Cela confère à l'étude des profils ventilés, un intérêt tout particulier, puisque grâce à un paramètre de réglage supplémentaire (débit d'air injecté), il est possible de régler de manière indépendante la longueur de la cavité, et donc de mieux comprendre l'influence de la cavité sur le comportement du profil.

La littérature est assez pauvre en résultats expérimentaux relatifs aux profils ventilés. On peut expliquer cela par le fait que l'expérimentation de tels profils nécessite l'utilisation d'un tunnel à surface libre capable d'absorber de grandes quantités d'air sans l'apparition intempestive du phénomène de blocage, et sans que la teneur en air de l'écoulement amont soit modifiée. Apparemment, les installations existant jusqu'à présent répondaient mal à ces deux impératifs (1), (2). Pour cette raison, certains essais ont été effectués en canal à ciel ouvert, avec ventilation à partir de la surface libre (3), (4). Cette méthode n'autorise pas le réglage à volonté du nombre de ventilation, et les résultats sont difficiles à interpréter.

Les essais présentés ont été réalisés à l'Institut de Mécanique de Grenoble, où le tunnel de cavitation récemment installé (5) a été justement conçu pour permettre le réglage de la teneur en air, indépendamment des conditions de fonctionnement choisies, quel que soit le débit d'air injecté dans la veine.

1 - DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Les principes qui ont servi de base à la conception du tunnel sont les suivants :

La section d'essai fonctionne entre deux valeurs de charges matérialisées par deux cuves à surface libre, la pression à l'intérieur de ces cuves pouvant être réglée à volonté. On obtient ainsi une grande stabilité de fonctionnement. La cuve aval est de grande dimension, de manière à faciliter le débullage de l'eau. Un robinet déchargeur permet d'intercaler une perte de charge variable entre la veine d'essai et la cuve aval. En agissant à la fois sur le réglage du robinet et sur la pression dans la cuve aval, on peut ainsi régler la teneur en air de l'eau, sans modifier la vitesse de l'écoulement et la pression dans la section d'essai.

Ce tunnel a été équipé d'une veine à surface libre spécialement adaptée aux mesures des efforts. Les dimensions de cette veine sont : longueur 2,50 m, largeur 0,175 m, hauteur d'eau 0,280 m. La vitesse maximale pratique est de l'ordre de 12 m/s, pour des valeurs du nombre de cavitation inférieures à 0,1. En réalité, les valeurs minimales du nombre de cavitation qu'on peut atteindre, dépendent de la vitesse de l'écoulement, ainsi que du débit d'air injecté à l'arrière du profil. Pour un nombre de cavitation égal à 0,19, valeur correspondant aux plus grandes vitesses réalisées au cours des essais, soit 10,58 m/s, il n'est pas possible d'abaisser le nombre de ventilation au dessous de la valeur 0,025, sans risquer de provoquer un ressaut à l'intérieur de la veine et la détérioration de la veine elle-même et du matériel de mesure. L'expérience acquise au cours des essais effectués jusqu'en 1972 a conduit à étudier un dispositif de débullage plus efficace en vue de réaliser des nombres de ventilation inférieurs à 0,025. Ce dispositif est en cours de montage.

La veine se compose de deux parties (Fig. 1) : une partie aval constituée de plaques de verre permettant la visualisation de l'écoulement, et une partie amont constituée par un

caisson en acier inoxydable supportant une balance. Les parois latérales de ce caisson sont percées d'ouvertures obturées par des hublots en plexiglass, permettant une visualisation partielle. Les plaques de verre de la partie aval sont collées directement sur des cadres métalliques. La continuité des parois du canal est assurée à $\pm \frac{1}{100e}$ de mm près,

à l'aide de vis de fixation liées à ces cadres.

Les dimensions de la section d'essai imposaient de tenir le profil à chacune de ses extrémités, afin de diminuer ses déformations. De plus, nous avons décidé de soustraire les éléments dynamométriques de la balance à l'action de l'eau, en raison des risques de détérioration ; enfin l'ensemble de la veine et de la balance étant placé à l'intérieur d'une enceinte dépressurisée, les divers mouvements de la balance devaient être télécommandés.

Ces impératifs ont conduit à la conception d'une balance double de paroi représentée sur les figures 2 et 3. Un cadre mobile caissonné, en alliage léger, sur lequel viennent se fixer les éléments dynamométriques, entoure la veine en acier. Ces éléments dynamométriques sont constitués en fait de deux balances simples de paroi à trois composantes, de type à plateaux parallèles. Le cadre est lié à la partie métallique de la veine par un système de parallélogrammes déformables, dont la position est réglée par un moteur télécommandé situé à la partie inférieure du canal. Le plateau fixe de chaque balance est lié au cadre ; le plateau mobile qui supporte le profil est lié au plateau fixe par l'intermédiaire de trois dynamomètres mesurant la portance, la traînée et le moment. La liaison entre le profil et les deux plateaux mobiles est assurée au moyen de deux supports porte-profil qui passent à travers les hublots en plexiglass. Dans ces supports sont ménagés les trous destinés aux prises de pression, et au soufflage d'air. En vue de reporter l'effort de moment sur une seule balance, l'un des porte-profil est fixé au plateau mobile par l'intermédiaire d'un cardan qui est monté à l'intérieur d'un roulement à aiguille, et dont l'orientation peut être réglée par un système comprenant une couronne dentée, une vis sans fin et un moteur télécommandé. L'ensemble de ce dispositif est monté sur le plateau mobile de la balance correspondante. Le second porte-profil, monté sur roulement oscillant ne transmet que la portance, la traînée et le couple de frottement résiduel du roulement. Ce roulement est lui-même monté à l'intérieur d'un manchon pouvant coulisser librement à l'intérieur d'une glissière à bille. Cette disposition a été adoptée pour éviter l'apparition de contraintes parasites sur le profil. Deux passages étanches assurent l'étanchéité entre le canal et les supports de profil. Ces passages sont constitués d'une membrane cylindrique en caoutchouc souple qui n'introduit aucun effort parasite, quelles que soient les variations d'immersion, ou d'incidence, dans les limites prévues. Un ensemble de deux moteurs synchronisés impose en effet à chaque extrémité de la membrane des mouvements identiques, de manière qu'elle ne subisse pas de déformation appréciable.

La cinématique du système de changement d'immersion est représentée sur la figure 1. Les hublots en plexiglass sont liés aux parois du canal par l'intermédiaire de roulements à bille de très grand diamètre (non représentés sur les figures), permettant d'assurer leur rotation ; l'étanchéité est réalisée à l'aide d'un joint à lèvres souple. Le moteur situé à la partie

inférieure du canal entraîne à la même vitesse angulaire, d'une part les hublots, d'autre part les bras du parallélogramme supportant le cadre porte-balance. Les supports de profil restent ainsi centrés à l'intérieur des passages étanches.

Un pupitre de commande contrôle la variation de l'immersion et de l'incidence (amplitude et sens) et la synchronisation des moteurs de télécommande. Il contient aussi le dispositif de présélection des amplitudes des variations répétitives, ainsi que l'automatisation complète, en association avec un centre de mesure, des relevés des points de mesure.

2 - DESCRIPTION DES PROFILS ESSAYÉS

Deux profils ont été successivement construits, puis essayés sur l'installation précédemment décrite. Ces profils ont été calculés à l'aide de la méthode exposée dans la première partie. Pour ces profils et en raison des conditions d'utilisation prévues, le coefficient de portance théorique a été choisi égal à 0,24 à la profondeur d'immersion $h = 1$. Le paramètre τ fixant l'épaisseur a été choisi égal à 0,014 pour le premier profil, et 0,0135 pour le second, ce qui conduit à des épaisseurs relatives égales respectivement à 11,73 et 11,83 pour cent.

1/ Cinématique de l'équipage mobile.

2/ Schéma de montage de l'installation dynamométrique.

3/ Ensemble support du profil.

4/

Les deux profils diffèrent essentiellement par leur loi de charge. Le premier correspond à une loi de charge constante et symétrique ; la loi de charge du deuxième est variable, la survitesse tendant à s'annuler dans la région proche du bord d'attaque (Fig. 4). Ces répartitions ont été choisies pour voir s'il était possible de mettre en évidence une différence de comportement vis-à-vis de la cavitation naissante. Le deuxième profil étant plus chargé sous l'intrados, on vérifie sur la figure qu'il est plus creusé sur cette partie de son contour. Cela lui confère un coefficient de traînée de forme théorique défavorable ($C_{xc} = 1,83 \cdot 10^{-3}$ au lieu de $0,58 \cdot 10^{-3}$).

La figure 5 montre une comparaison entre les formes des deux profils dans la région proche du bord d'attaque. On constate que les rayons de courbure sont sensiblement égaux, mais que le deuxième est plus symétrique, ce qui s'accorde bien avec l'idée d'un profil moins portant dans cette zone.

Les modèles ont été usinés sur une fraiseuse-pointeuse à commande manuelle équipée d'un lecteur optique. L'avance de l'outil est séquentielle, et on réalise ainsi un profil à facette. La nécessité de réduire au maximum le nombre de passes a conduit à prévoir une avance correspondant à des abscisses non régulièrement réparties, et telles que pour chaque facette ainsi définie, la distance entre le sommet de la facette, et le tracé du profil idéal soit inférieure à deux microns. Dans ces conditions, la courbure est pratiquement continue ; un léger polissage

à la main suffit pour faire disparaître les traces d'irisation. Les tableaux 1 et 2 fournissent quelques données numériques précisant la forme des profils. Un programme de calcul sur ordinateur permet d'obtenir le tableau complet des coordonnées (environ 100 points) nécessaire pour usiner la totalité du profil, tout en respectant le critère de courbure continue défini ci-dessus.

3 - MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

Tous les essais ont été effectués en supposant réalisées les conditions de similitude de Froude et de cavitation. La longueur de la corde du modèle étant de 8 cm, cela implique que l'aile réelle ait une corde de longueur bien déterminée. Nous avons supposé que cette longueur était égale à 80 cm, ce qui fixe les conditions de pression à la surface libre de la veine. La pression à l'intérieur du caisson a donc été maintenue pratiquement constante pour tous les essais, les petites variations du nombre de cavitation dues aux variations de température étant annulées par correction de la pression.

Les conditions de similitude ont été calculées pour une température d'eau standard de 13°C , et une pression à la surface libre $P_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

Les mesures des efforts sont faites à vitesse U_{∞} constante, et à angle d'incidence variable. Pour des raisons prati-

5/ Agrandissement des bords d'attaque.

$C_z = 0,24$ $e = 0,12$ $h = 1$ $ C_{pi} = C_{pe} = 0,12$ $\tau = 0,014$ $C_{xc} = 0,58 \cdot 10^{-3}$		
xmm	y _{mm} extrados	y _{mm} intrados
0,1	0,170	- 0,139
0,2	0,250	- 0,190
0,3	0,313	- 0,226
0,4	0,366	- 0,256
0,6	0,460	- 0,302
0,8	0,540	- 0,340
1,0	0,613	- 0,371
1,2	0,680	- 0,398
1,4	0,742	- 0,422
1,6	0,801	- 0,444
2	0,911	- 0,482
3	1,152	- 0,555
4	1,362	- 0,612
6	1,726	- 0,696
8	2,042	- 0,761
10	2,326	- 0,815
20	3,461	- 1,026
30	4,321	- 1,226
40	5,001	- 1,458
50	5,535	- 1,741
60	5,929	- 2,097
70	6,161	- 2,562
80	6'076	- 3,305

Tableau 1. - Profil n° 1. - C_p constant.

$C_z = 0,24$ $e = 0,12$ $h = 1$ $ C_{pi} _{\max} = 0,2$ $ C_{pe} _{\max} = 0,1$ $\tau = 0,0135$ $C_{xc} = 1,83 \cdot 10^{-3}$		
xmm	y _{mm} extrados	y _{mm} intrados
0,1	0,158	- 0,141
0,2	0,227	- 0,199
0,3	0,281	- 0,238
0,4	0,329	- 0,271
0,6	0,411	- 0,323
0,8	0,483	- 0,365
1,0	0,548	- 0,400
1,2	0,608	- 0,430
1,4	0,665	- 0,456
1,6	0,719	- 0,479
2	0,821	- 0,519
3	1,049	- 0,590
4	1,256	- 0,636
6	1,629	- 0,684
8	1,970	- 0,695
10	2,288	- 0,683
20	3,637	- 0,473
30	4,670	- 0,237
40	5,508	- 0,129
50	6,207	- 0,222
60	6,778	- 0,529
70	7,209	- 1,067
80	7,388	- 2,077

Tableau 2. - Profil n° 2. - C_p variable.

ques, le débit d'air alimentant la cavité est réglé à l'incidence $\alpha = 0$, puis reste constant pour un essai à vitesse donné, lorsque α varie. On verra plus loin que, dans ces conditions, la pression dans la cavité ne reste pas constante. La teneur en air de l'eau est maintenue à une valeur fixe arbitraire.

4 - DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT

La gamme des essais simulant les conditions d'emploi envisagées correspond pour le modèle à une plage de vitesse

atteignant 10,58 m/s. Dans cette plage, les essais réalisés permettent de décrire trois types d'écoulement, le passage d'un écoulement à l'autre se réalisant de manière progressive.

- Pour les petites vitesses ($U_\infty < 3$ m/s), et pour des angles d'incidence situés approximativement dans l'intervalle $- 5^\circ, + 5^\circ$, on n'observe aucune cavitation autour du profil, la cavité étant remarquablement stable, quel que soit le débit d'air injecté. Lorsque le profil s'écarte de l'incidence d'adaptation, il n'apparaît aucune cavitation de bord d'attaque, jusqu'à ce qu'on obtienne une brusque remontée de la cavité soit sur l'extrados pour α de l'ordre de $+ 9^\circ$, soit sur l'intrados pour α de

l'ordre de -8° . Cet angle limite de remontée de la cavité dépend, pour une assez faible part, des conditions de ventilation. Pour ces grands angles d'incidence, l'écoulement autour du profil semble s'émulsionner dans la masse fluide jusqu'en des zones situées assez loin du profil, du côté des coefficients de pression négatifs. A la limite, lorsque la vitesse augmente, la zone où cette émulsion commence à se développer, se rapproche du bord d'attaque.

- Pour les vitesses moyennes ($3 \text{ m/s} < U_\infty < 7 \text{ m/s}$), l'écoulement est tout à fait typique des profils ventilés à arrière tronqué : lorsque l'incidence n'est pas trop grande, le profil ne cavite pas, et la cavité est stable. Si on augmente l'incidence, le profil commence à caviter au bord d'attaque pour un certain angle limite qui dépend du débit de ventilation. La cavitation prend naissance en nappe, bien répartie le long de l'envergure du profil, dans une zone située d'autant plus près du bord d'attaque, que la vitesse est plus grande. Si l'incidence augmente encore, cette nappe s'étend progressivement vers l'arrière, pour atteindre la région proche du bord de fuite. La progression de la nappe vers l'arrière s'accompagne d'un mouvement de pulsation de plus en plus violent, ce qui tendrait à montrer que cette nappe se remplit d'une certaine quantité d'air sous pression réduite, bien avant la phase de décollement. A cet instant, on observe une sorte de gonflement de la cavité vers le haut. Des perturbations aléatoires se développent sur la paroi supérieure de la cavité ; il s'agit vraisemblablement de perturbations de la surface libre dues à l'effet de gravité, des bulles d'air ayant tendance à se former pour remonter à la surface. Des paquets de vapeur ou d'un mélange contenant de la vapeur et de l'air s'échappent de la nappe cavitante s'étendant sur l'extrados et viennent se confondre avec l'air de la cavité. Une très faible augmentation de l'angle d'incidence suffit alors à provoquer le décollement de la cavité ventilée, l'angle limite dépendant toujours légèrement des conditions de ventilation. On doit remarquer que lorsque α est inférieur à cet angle limite, l'écoulement dans son ensemble apparaît toujours très stable.

Plusieurs films ultra-rapides réalisés par JODELET (6) ont permis de mettre en évidence :

D'une part, les mouvements de pulsation de la nappe, issue du bord d'attaque,

D'autre part, le fait que le passage des bouffées de vapeur ou du mélange air-vapeur issues de la nappe, au-dessus de la zone située immédiatement derrière le bord de fuite s'accompagne d'une véritable explosion à la frontière supérieure de la cavité. Le décrochement de l'écoulement est toujours concomitant à l'une de ces explosions.

- Pour les grandes vitesses $U_\infty > 7 \text{ m/s}$, on observe les mêmes phénomènes que précédemment, mais l'observation se trouve compliquée du fait que la cavitation de bord d'attaque se développe sous forme de minces filaments prenant naissance ponctuellement au bord d'attaque. On remarque aussi que pour les plus grandes vitesses, le nombre de filaments n'augmente pas lorsque α croît, mais ceux-ci s'épaississent considérablement en se développant vers l'arrière, suivant une géométrie

6/ Effet microstabilisateur d'une fente à l'arrière de l'extrados.

en forme de coin. On peut en déduire que cela a pour effet de perturber le champ transversal horizontal des vitesses, rendant imprécise la mesure des angles limites, notamment les angles de décollement et de recollement. Il semble que la cavitation naissante ponctuelle observée soit liée, soit à la présence de petites particules qui viennent se coller à la surface du profil, soit à des défauts de cette surface elle-même.

Au cours d'essais récents réalisés à l'aide d'un troisième profil dont le bord d'attaque a été usiné avec un très grand soin, nous avons pu obtenir régulièrement un début de cavitation de bord d'attaque du deuxième type, même à grande vitesse. Pour ces essais, des précautions particulières ont été prises afin de s'assurer de la très bonne propreté de l'eau. Dans ce cas, la fourchette de non-cavitation est augmentée d'une quantité importante, ce qui pose avec une acuité particulière le problème du caractère significatif des essais effectués sur modèle.

Remarque

Le point de décrochement situé à la partie arrière de l'extrados, est en général soumis à de petites instabilités se développant sur une très faible portion de la corde. Le décrochement de la cavité ne semble pas lié à la présence de ces petites instabilités ; il est d'ailleurs possible de les supprimer en ménageant une fente à l'arrière du profil. Dans ce cas, la surface libre supérieure de la cavité, immédiatement derrière le profil, devient extrêmement lisse.

5 - RÉSULTATS

Les caractéristiques des profils ventilés dépendent d'un certain nombre de grandeurs primaires : géométrie (forme du profil, incidence, profondeur d'immersion, profondeur de la veine), propriétés physiques des fluides (principalement : masses volumiques, compressibilité), dynamique de l'écoulement (pression à la surface libre, vitesse à l'infini, débit d'air). La connaissance de ces grandeurs primaires n'est pas suffisante pour déterminer les caractéristiques de ces profils, car suivant la manière dont le réglage a été établi, on peut obtenir plusieurs régimes de pulsation de la cavité, auxquels correspondent des valeurs différentes du nombre de ventilation K définissant la pression à l'in-

7/ Influence du soufflage sur la trainée.

9/ $C_x(\alpha)$, Profil n° 1.

8/ Régime non ventilé. - Influence du nombre de cavitation sur la trainée.

10-1/

10-3/

10-2/

10-4/

térieur de la cavité. On constate alors que pour un même débit d'air, les efforts ne sont pas identiques (Fig. 7). Par conséquent, bien que K soit lui-même un paramètre dépendant, il semble préférable d'exprimer les autres paramètres dépendants (coefficient de portance, coefficient de traînée, longueur de cavité), en fonction de ce paramètre, puisque celui-ci semble intégrer à la fois la condition de débit imposé, et l'histoire de l'écoulement.

L'étude d'un profil ventilé se ramène alors à la résolution de deux problèmes bien distincts :

- Un problème fondamental lié à la compréhension du mécanisme de fermeture de la cavité, et du rejet de l'air au sein de la masse fluide : relation entre le débit d'air et la pression moyenne s'établissant dans la cavité.
- Un problème plus directement appliqué : détermination des caractéristiques d'un profil en fonction du nombre de ventilation K .

C'est le deuxième problème qui, pour l'instant, a retenu notre attention. Les résultats présentés ont été obtenus pour le profil placé à la profondeur relative $h = 1$. La correction d'effet de fond n'a pas été effectuée.

a) Mesure des efforts hydrodynamiques

Traînée

En écoulement non ventilé, et pour des grandes valeurs du nombre de cavitation, aucune cavité ne se forme à l'arrière du profil ; celui-ci se comporte comme un profil subcavitant, et le coefficient de traînée reste constant.

Pour les petites valeurs du nombre de cavitation, une cavité de vapeur se forme à l'arrière du profil, et le nombre de cavitation joue alors le rôle du paramètre K fixant la pression dans le cas d'un profil ventilé (Fig. 8). On vérifie qu'à partir du moment où la cavité s'est formée, le coefficient de traînée diminue avec le nombre de cavitation ; en même temps la cavité s'allonge. En soufflant de l'air à l'intérieur de la cavité, on provoque alors un nouvel allongement de la cavité, et une diminution importante de la traînée. Suivant les conditions d'essai envisagées (principalement valeur de la pression) cette transition peut soit présenter un caractère de discontinuité, soit au contraire être progressive.

La figure 9 est relative aux résultats des essais effectués avec le premier profil. On constate qu'il existe une différence appréciable entre les traînées correspondant à $K = 0,05$ et $K = 0,025$. Un essai effectué en faisant varier systématiquement le débit d'air injecté a montré qu'en dessous de la valeur $K = 0,025$, il est encore possible de diminuer la traînée, puis celle-ci devient indépendante du débit d'air lorsque K approche de la valeur 0,0125. La longueur de la cavité est alors maximale, de l'ordre d'une dizaine de cordes, et des paquets d'air issus de son extrémité viennent crever à la surface libre ; il n'est plus alors possible de négliger la poussée due à l'effet de jet de l'air. Pour des débits d'air supérieurs, l'aile devient en effet propulsive, et la cavité ne s'allonge plus. En raison de risques de détérioration de la veine mentionnés plus haut, nous n'avons pas fait d'essais systématiques à $K = 0,0125$.

Les figures 10.1 à 10.4 montrent les résultats obtenus avec le deuxième profil. Ces essais sont plus complets puisque quelques indications sont données sur l'évolution du coefficient de traînée après passage en régime supercavitant.

On constate que la discontinuité observée sur la traînée est assez faible, principalement lorsque le régime antérieur est non ventilé (Fig. 10.3). La comparaison des figures 10 et de la figure 9 montre qu'à incidence nulle et à nombre de ventilation égal, la traînée du deuxième profil est légèrement supérieure à la traînée du premier, ce qui est bien conforme aux calculs théoriques. En portant sur un même graphique (Fig. 11), le coefficient de traînée, soit en fonction du paramètre K dans le cas d'un écoulement ventilé, soit du paramètre σ dans le cas d'un écoulement non ventilé, on obtient deux portions de courbe qui se raccordent assez bien. Un point correspondant à un essai de vérification ($\sigma = 4,84$) effectué à la pression $P_0 = 373$ mm de mercure se situe très correctement sur la courbe, bien que la similitude de Froude ne soit pas respectée dans ce cas.

Portance

Les résultats des essais effectués sur le premier profil, et représentés sur la figure 12, montrent que la portance varie linéairement en fonction de l'incidence, au moins tant que la cavitation ne s'est pas trop développée sur l'extrados. Lorsque la cavité décroche et remonte jusqu'au bord d'attaque, la portance subit une brusque diminution. A l'incidence $\alpha = 0^\circ$, et pour $K = 0,025$, le coefficient de portance est de l'ordre de 0,15 soit environ 60 % de la valeur théorique. A noter que le calcul est fait dans l'hypothèse d'une cavité infinie et en l'absence de fond. Pour $K = 0,025$ la longueur de la cavité est de l'ordre de huit fois la corde du profil, et est presque maximale. La correction d'effet de fond est petite vis-à-vis des erreurs aléatoires effectuées sur la mesure (7) ; nous l'avons donc négligée. Le réglage $K = 0,025$ cadre donc assez bien avec les hypothèses de calcul, et dans ces conditions, il est intéressant de noter que l'écart observé de 40 % correspond à celui qu'on obtient pour des profils NACA subcavitants à loi de charge constante et symétrique.

11/ Raccordement des lois $C_x(K)$ et $C_x(\sigma)$.

12/ $C_z(\alpha)$, Profil n° 1.

A la suite des essais réalisés avec le premier profil, nous avons été conduit à admettre que la portance devait être influencée par une variation des conditions de soufflage. A notre connaissance, ce fait important n'avait pas été mis en évidence pour les profils ventilés à extrados noyé. Sur la figure 12, on note en effet une différence significative entre les essais correspondant à $K = 0,025$, et l'essai correspondant à $K > 0,025$.

Pour cette raison, au cours des mesures réalisées avec le deuxième profil, nous avons fait varier systématiquement les conditions de soufflage. L'analyse des résultats obtenus permet de tirer les conclusions suivantes :

- Lorsque le profil n'est pas ventilé, le coefficient de portance mesuré à l'incidence $\alpha = 0$ varie avec le nombre de cavitation entre les valeurs limites 0,082 et 0,148. Il est remarquable de constater que la variation de la portance avec le nombre de cavitation n'est pas monotone. Afin de mieux préciser la loi $C_{zh}(\sigma)$, nous avons réalisé deux essais (Fig. 13) à incidence constante ($\alpha = 0$). Dans le premier essai, la procédure consiste à augmenter la vitesse, la pression à la surface libre étant maintenue constante. Dans le deuxième essai, la procédure consiste à diminuer la pression à la surface libre, la vitesse étant maintenue constante.

On constate que la portance passe par un minimum pour une valeur du nombre de cavitation à peu près égale à 0,18. L'essai n'a pu être poursuivi pour des valeurs de σ inférieures à 0,08 en raison des risques de ressaut. En raison de l'importance accordée à ce résultat, une étude

13/ Variation de la portance en fonction de la pression dans la cavité.

14-1/

14-3/

14-2/

14-4/

théorique a été effectuée par MICHEL (9), étude qui confirme l'effet déterminant de la surface libre, en présence d'une cavité finie. Le sens de variation des efforts, dans le cas des cavités longues, est confirmé, mais l'inversion du sens de variation de la portance pour les petites longueurs de cavité n'est pas retrouvée. Dans ce cas, le modèle théorique choisi par MICHEL en raison de sa simplicité, pour représenter la cavité et son sillage, est sans doute insuffisant. On doit noter aussi que l'influence de la gravité n'est pas prise en compte, alors que la profondeur relative de l'ensemble aile-cavité devient très petite, lorsque la cavité s'allonge.

Lorsque le profil est ventilé, et pour les essais respectant à la fois la similitude de Froude et celle du nombre de cavitation, il n'est pas possible d'observer un minimum, car dès qu'on injecte la moindre quantité d'air dans la cavité, la longueur de celle-ci s'accroît brutalement, et devient supérieure à la longueur de cavité correspondant à ce minimum. Pour cette raison, nous avons effectué un essai à la pression atmosphérique, essai qui a permis de réaliser des cavités courtes, et de vérifier, dans le cas des cavités ventilées, l'existence du minimum mis en évidence dans le cas des cavités de vapeur.

Les résultats des essais correspondant aux conditions de similitude sont reportés sur les figures 14.1 à 14.4. Sur ces figures, on met en évidence la discontinuité qui accompagne le passage en régime supercavitant, et l'hystérésis important qui se manifeste si l'on désire faire recoller l'écoulement sur l'extrados du profil. Les coefficients de portance mesurés à l'incidence $\alpha = 0$ sont reportés dans le tableau ci-dessous :

K	U_{∞}				valeur moyenne de C_{zh}
	3 m/s 2,39	4,56 m/s 1,03	7,32 m/s 0,40	10,58 m/s 0,19	
σ	0,148	0,135	0,095	0,082	
0,05	0,110	0,112	0,120	0,120	0,115
0,033				0,140	0,140
0,025	0,140	0,138	0,145	0,152	0,145

On constate que le coefficient de portance est bien déterminé, en première approximation par la valeur du nombre de ventilation. Les écarts observés pour les différentes valeurs de la vitesse correspondent à des écarts angulaires de l'ordre de six à huit minutes sur l'incidence. De tels écarts peuvent être liés soit à un caractère intrinsèque du profil lui-même, soit au tunnel lui-même (modification de la carte des vitesses avec le débit), soit à une influence de la gravité. En tout état de cause, considérant que la variation de portance observée en fonction de la vitesse n'est pas significative vis-à-vis de l'influence du paramètre K, on peut calculer la moyenne des valeurs relevées, et porter les valeurs obtenues sur la figure 13. On constate que ces valeurs moyennes se situent très bien dans le prolongement de la courbe correspondant à la cavitation naturelle.

La comparaison des résultats obtenus avec ceux relatifs au premier profil, montre qu'à incidence géométrique nulle et pour $K = 0,025$, la finesse du deuxième profil est égale à 9,5 alors que dans les mêmes conditions la finesse du premier profil est égal à 12. Ceci confirme que la traînée de forme du deuxième profil est défavorable.

b) Mesure des angles limites

La mesure des angles limites est réalisée à vitesse constante, en faisant varier l'incidence. Le débit de ventilation est maintenu constant et égal à sa valeur de réglage pour $\alpha = 0^\circ$.

Pour les essais effectués avec le premier profil, le nombre de ventilation a été réglé à la valeur constante $K_{\alpha=0} = 0,025$ pour toute la gamme des vitesses. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 15. On constate qu'aux petites vitesses, le profil décroche sans qu'on puisse noter l'apparition d'une cavitation développée dans la région du bord d'attaque. L'angle de décrochage semble dans ce cas pratiquement indépendant de la vitesse. Si la vitesse augmente, la cavitation de bord d'attaque apparaît avant le décrochage. L'angle limite de décollement est alors lié au développement de la cavité sur l'extrados ou l'intrados du profil, et comme ce développement progresse d'autant plus rapidement que la vitesse est élevée, l'écart angulaire caractérisant le domaine de stabilité de l'écoulement diminue très rapidement. Les points caractérisant les angles limites de cavitation se trouvent nécessairement à l'intérieur du domaine précédent. A la vitesse maximale, la fourchette de non-cavitation n'est que de $1^\circ 7'$, et l'incidence d'adaptation choisie arbitrairement comme correspondant au milieu de la fourchette de non-cavitation est égale à $+18'$. A cette incidence, la finesse du profil est égale à 15. Aux grandes vitesses, l'angle de décollement est très proche de l'angle limite de cavitation, ce qui est peut-être un fait plus contraignant que l'étroitesse de la fourchette de non-cavitation. Pour provoquer le recollement de la cavité, sans diminuer le débit d'air, il est nécessaire de diminuer très fortement l'incidence. On remarque que la courbe correspondant aux angles limites de recollement est très proche de celle qui correspond à la cavitation de bord d'attaque.

Pour les essais effectués avec le deuxième profil, nous nous sommes attachés à mettre en évidence l'influence du soufflage sur les angles limites de cavitation (Fig. 16). Cette influence était en effet prévisible à partir du moment où nous avons mis en évidence la grande sensibilité de la portance aux conditions de soufflage. La figure 16 permet de vérifier qu'une augmentation du soufflage a pour effet de décaler vers les incidences négatives la fourchette de non-cavitation. Ce résultat est en accord avec les résultats concernant la portance ; en effet si l'on admet en première approximation que le milieu de la fourchette de non-cavitation correspond à l'incidence d'adaptation, et si l'on admet aussi qu'à l'incidence d'adaptation la portance doit rester à peu près constante, alors les sens respectifs de variation de la portance, et des angles limites de cavitation, sont bien concordants. La deuxième hypothèse a été vérifiée par MICHEL (9) dans le cas d'un coin symétrique. Ces résultats constituent un élément favorable au problème du pilotage : le profil étant maintenu dans la position de portance constante, il demeure au voisinage

15/ Angles limites. - Profil 1.

16/ Angles limites de cavitation. - Profil 2.

de l'incidence d'adaptation (supposée aussi incidence de fonctionnement en régime normal), de telle sorte qu'il reste sensiblement au milieu de la fourchette de non-cavitation.

L'angle d'incidence d'adaptation du deuxième profil à $K = 0,025$ est décalé par rapport à celui du premier profil d'une valeur de $20'$ environ. Ce décalage s'explique par la loi de charge particulière du deuxième profil : puisqu'il est moins chargé sur l'extrados dans la région du bord d'attaque, il supporte une plus grande augmentation de l'incidence, sans cavitation ; par contre le coefficient de pression sous l'intrados s'annulant au bord d'attaque, une sur-ventouse aura tendance à se créer plus rapidement dans cette zone dès que le profil sera mis en incidence négative. On remarque que les fourchettes de non-cavitation des deux profils sont sensiblement du même ordre de grandeur (10^8 pour le deuxième profil). A l'incidence d'adaptation, et pour $K = 0,025$ la finesse du deuxième profil devient supérieure à 15.

6 - CONCLUSION

La loi de charge particulière choisie pour le deuxième profil ne paraît pas devoir lui conférer un avantage déterminant vis-à-vis des risques de cavitation. La fourchette

de non-cavitation est en effet de l'ordre de $10^7 - 10^8$ pour les deux profils à grande vitesse ($\sigma = 0,19$). L'incidence d'adaptation du deuxième profil est supérieure à l'incidence d'adaptation du premier profil, l'écart observé d'une valeur d'environ 20° (à $K = 0,025$), permettant de compenser le désavantage d'une traînée de forme défavorable, dans le cas du deuxième profil.

Cette étude aura permis de confirmer l'importance de l'influence du soufflage sur la finesse des profils ventilés à extradors noyé. Les valeurs limites des efforts sont obtenues pratiquement pour une valeur de K de l'ordre de $0,0125$. Pour cette valeur, la longueur de la cavité est maximale, et est de l'ordre d'une dizaine de cordes.

Elle a conduit enfin à mettre en évidence l'influence importante du soufflage sur l'incidence d'adaptation d'un profil, lorsque celui-ci est placé sous une surface libre. Cette modification de l'incidence d'adaptation permet de rendre compte à la fois des variations obtenues sur la portance, et de celles relatives aux angles limites de cavitation.

Cette étude a été financée par la Direction
des Recherches et Moyens d'Essais
(Conventions n° 70.490 et 71.237)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) LANG, T.G. and DAYBELL, D.A. "Water-tunnel tests of three vented hydrofoils in two dimensional flow".
Journal of Ship Research, December 1961.
- (2) LANG, T.G. and DAYBELL, D.A. "Free surface water-tunnel tests of an uncambered base-vented parabolic hydrofoil of aspect ratio one".
China Lake Calif. NAVWEPS Rept. 7920 Nots T.P. 2942, September 1962.
- (3) JOHNSON, V.E. and RASNICK, T.A. "Investigation of a high speed hydrofoil with parabolic thickness distribution".
Langley Research Center, NASA Technical Note D 119, November 1959.
- (4) CHRISTOFFER, K.W. "Experimental investigation of a high speed hydrofoil with parabolic thickness distribution, and an aspect ratio of 3".
Langley Research Center, NASA Technical Note D 728, March 1961.
- (5) DODU, J. DUPORT, J. et MICHEL, J.M. "Le tunnel de cavitation de l'Université de Grenoble".
La Houille Blanche, n° 8, pp. 697-702, 1968.
- (6) JODELET, F. "Thèse de 3e cycle présentée à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble".
Institut de Mécanique, 1973.
- (7) MORIN, G. TSEN, L.F. et GOETHALS R. "Effet de fond sur des profils ventilés placés en veine fluide limitée".
Rapport D.R.M.E. I.R.S.T. n° 403-65, Octobre 1966.
- (8) FURUYA, OKITSUGU "A singular perturbation method of calculating the behaviour of supercavitating hydrofoils with rounded noses".
California Institute of Technology, Report n° E. 79 A. 14, June 1972.
- (9) MICHEL, J.M. "Écoulement autour d'un coin symétrique placé dans un canal à surface libre. Incidence et nombre de ventilation non nuls".
A paraître

NOTATIONS

- c : corde du profil
- C_x : coefficient de traînée = $\frac{R_x}{qS}$ (bidimensionnel)
- C_{xc} : coefficient de traînée de forme calculé
- C_z : coefficient de portance = $\frac{R_z}{qS}$ (bidimensionnel)
- C_{zh} : coefficient de portance à incidence nominale nulle, et à la profondeur h
- C_q : coefficient de débit = $\frac{Q}{S'U_\infty}$
- K : nombre de ventilation = $\frac{P_\infty - P_c}{q}$
- P_∞ : pression de l'écoulement non perturbé à l'infini amont, au niveau de l'hydroptère
- P_c : pression de la cavité
- P_v : pression de vapeur saturante
- q : pression dynamique = $\frac{1}{2} \rho U_\infty^2$
- Q : débit d'air à la pression $p = P_\infty$
- S : surface de la projection horizontale de l'aile
- S' : surface de la base de l'aile
- U_∞ : vitesse de l'écoulement non perturbé à l'infini amont
- α : angle d'incidence
- σ : nombre de cavitation = $\frac{P_\infty - P_v}{q}$