

9<sup>èmes</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

**ELABORATION D'UN CODE DE CALCUL D'ÉCOULEMENT  
AUTOUR D'UNE VOILE SOUPLE 2D ET VALIDATION  
EXPERIMENTALE**

***ELABORATION OF A NUMERICAL METHOD FOR THE STUDY OF 2D  
FLOW AROUND A FLEXIBLE SAIL AND EXPERIMENTAL  
VALIDATION***

**R. WEBER\*, O. LORILLU\*, J. HUREAU\***

\* Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique,

Institut Polytechnique d'Orléans/ESEM, 8, Rue Léonard de Vinci, 45072 ORLEANS  
Cedex 2.

**Résumé**

Cette communication présente une méthode numérique pour l'étude de l'écoulement autour d'une voile souple bidimensionnelle avec les hypothèses classiques de fluide parfait, incompressible et non pesant. De plus, la voile est supposée non poreuse, inélastique et non pesante. Elle peut, ou non, être montée sur un mât. Les écoulements attachés ou décollés seront considérés pour différents angles d'attaque de la voile. Notre méthode est validée par des résultats numériques ou expérimentaux. Dans ce dernier cas, la forme de la voile et le champ de vitesse autour de celle-ci sont déterminés par PIV (Particule Imaging Velocimetry) et les efforts de portance et de traînée par pesée de l'obstacle. Malgré la simplicité du modèle numérique utilisé (modèle des sillages de Helmholtz), les géométries des lignes de sillage calculées et la forme de la voile sont en bon accord avec les données expérimentales et numériques.

**Summary**

This paper is a numerical analysis of the flow over a flexible sail with the usual two-dimensional model of ideal weightless incompressible fluid. The sail is assumed to be impervious, inelastic and weightless, and may or may not be mounted on a mast. Separated or attached flows are considered at any angle of attack. Our method is validated by numerical and experimental results, i. e. the sail shape and velocity field are determined by particule imaging velocimetry, and lift and drag by aerodynamic balance. Despite the simplicity of the wake model we use (the Helmholtz model), the computed free streamlines geometry and especially the sail shape are in good agreement with the experimental and numerical data.

## 1- INTRODUCTION

Le fait que la forme d'une voile varie en fonction de la pression sur celle-ci fait que l'aérodynamique des voiles souples est plus complexe que celle des profils minces. En effet, l'équilibre de chaque élément de la voile doit être pris en compte dans l'étude et la forme de la voile doit vérifier à la fois les équations de la statique et de la dynamique.

### *1.1 Rapide revue de la littérature*

Le premier modèle adapté à l'étude des voiles bidimensionnelles a été proposé par Cisotti [4]. Il considère une voile non poreuse avec un écoulement décollé formant un sillage épais à partir des extrémités de la voile. Dugan [6] utilisa ensuite ce modèle et la technique de transformation conforme de Lévi-Civita. L'équation intégrale non-linéaire et singulière résultant de l'étude théorique est résolue avec la méthode asymptotique des petites déformations. Dugan considère que la tension  $T$  de la voile est constante. Pour différents angles d'attaque et valeurs de  $T$ , la forme de la voile et les valeurs des coefficients aérodynamiques sont déterminées. Cette méthode de résolution du problème est valable pour une grande gamme d'angles d'attaque (l'écoulement décolle au niveau des extrémités de la voile), contrairement aux autres méthodes de résolution développées jusque là, qui considéraient des écoulements attachés.

Voelz [23] et Thwaites [20] ont en effet développé indépendamment des modèles similaires pour des voiles flexibles inélastiques. La formulation de Thwaites permet également d'inclure les effets de la porosité. Cette méthode est celle qui est le plus souvent citée en référence dans la littérature pour l'étude de l'aérodynamique des voiles souples et elle a souvent été reprise par la suite. La voile est modélisée avec une distribution de tourbillons et l'écoulement reste attaché tout le long de la voile. Thwaites utilise la théorie linéarisée classique des profils rigides pour de petits angles d'attaque et ajoute une équation supplémentaire devant être satisfaite par la voile (relation d'équilibre). A nouveau, la tension de la voile est considérée comme constante. Thwaites appelle l'équation integro-différentielle linéaire singulière relevant de la répartition de tourbillons « l'équation de la voile » (*sail equation*). La forme de la voile dépend d'un paramètre  $\lambda$  (cf. figure 1 pour les notations) :

$$\lambda = 2\rho V_\infty^2 c / T .$$

Thwaites montre que la voile est concave pour  $0 < \lambda < 2.316$  et qu'elle présente au moins un point d'inflexion pour  $\lambda \geq 2.316$ . Nielsen [18] propose un nouveau modèle mathématique basé sur les séries de Fourier et sur des méthodes numériques matricielles. Il utilise la théorie bidimensionnelle simplifiée des profils minces. Les méthodes développées par Voelz, Thwaites et Nielsen fournissent des résultats pour le coefficient de portance qui sont en bon accord les uns avec les autres : il est proche de celui de la plaque plane et ne diffère que d'un terme dépendant de l'excès de longueur  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = (L - c)/c$ ) :

$$C_L = 2\pi\alpha + A\sqrt{\varepsilon} .$$

L'ensemble de ces travaux n'est valable que pour de petits angles d'attaque au contraire de ceux de Cisotti et Dugan. Les effets de la porosité ont été étudiés en détails par Barakat [2] et Murata & Tanaka [13] en suivant la théorie de Thwaites. Sneyd [19], en reprenant celle de Nielsen, introduit un nouveau paramètre général pour l'étude des voiles souples : son élasticité. L'expression du coefficient de portance dépend alors d'un paramètre supplémentaire (le coefficient d'extensibilité) et diffère encore plus de l'évolution pour une plaque plane. Jackson [10] présente ensuite une méthode itérative générale pour les écoulements bidimensionnels de fluide non visqueux autour de voiles souples, non poreuses

et inélastiques. La répartition de pression est calculée pour une voile donnée, et la géométrie de la voile est alors redéfinie par cette répartition de pression afin de vérifier la relation d'équilibre. Il faut remarquer que, contrairement à toutes les autres méthodes, la tension sur la voile est calculée et non pas fixée comme donnée du problème. Le modèle de Jackson est intéressant parce qu'il peut facilement être adapté pour des hypothèses beaucoup moins restrictives comme des voiles élastiques ou des voiles montées sur un mât. Plus récemment, Fitt & Lattimer [7] décrivent le problème de voiles bidimensionnelles inextensibles soumises à une faible incidence variant en fonction du temps en se basant sur la théorie de Voelz. Les géométries des voiles sont calculées pour une tension donnée, et différents angles d'attaque. Néanmoins, même si les auteurs essayent de généraliser leur méthode pour le cas de voiles poreuses, élastiques et des écoulements stables, elle ne reste valable que pour des écoulements totalement attachés. Bundock [3] et Vanden-Broeck [22] résolvent le problème non-linéaire numériquement une méthode intégrale pour des voiles inélastiques et non poreuses. Le modèle ne suppose pas explicitement la nécessité de considérer de petits angles d'attaque, mais comme le dit Vanden-Broeck '*it is not physical for  $\alpha$  large since separation is then likely to occur*'.

Cyr & Newman [5] proposèrent alors un nouveau modèle pour résoudre l'écoulement autour d'une voile non poreuse, inextensible et souple avec un décollement sur la voile. La méthode itérative inclue la détermination de la position des points de décollement par un calcul de la couche limite sur la voile. Ce point est représenté par une source sur la surface de la voile au voisinage du bord de fuite (où la condition de Kutta est appliquée pour assurer un écoulement réaliste). Enfin, Wilkinson [24] et Bailey, Jackson & Flay [1] ont étudiés le problème de l'écoulement autour d'une voile en présence d'un mât, mais leur méthode n'est applicable qu'à des voiles rigides. Le modèle de Wilkinson considère les écoulements non visqueux alors que celui de Bailey *et al.* considèrent les effets de la viscosité sur la répartition de pression calculée.

Il n'est pas toujours possible de faire des comparaisons avec le peu de résultats expérimentaux publiés dans la littérature ([8] ou [5] par exemple). Il est très difficile, par exemple, de réaliser des écoulements entièrement attachés expérimentalement. De plus, quels sont les effets de la présence d'un mât (support de la voile) ou de la viscosité du fluide sur les résultats expérimentaux ? La géométrie du mât, même s'il est de petite dimension par rapport à la voile, est d'ailleurs rarement donnée. De plus, si des résultats sur les efforts globaux s'exerçant sur la voile peuvent être trouvés dans la littérature, la forme de la voile, la répartition des pression sur celle-ci ou la position des points de décollement sont des grandeurs beaucoup moins étudiées à cause des difficultés de mise en œuvre.

### 1.2 Méthode numérique

La méthode que nous présentons ici [12] est valable pour des écoulements partiellement ou entièrement décollés autour d'une voile souple bidimensionnelle fixée sur un mât. La voile est dans un premier temps considérée comme étant rigide et le problème classique de l'écoulement d'un obstacle avec un sillage épais [9] est résolu afin de déterminer la répartition de pression sur la voile. Il est alors possible de vérifier si cette dernière satisfait la relation d'équilibre. Si cela n'est pas le cas, la géométrie de la voile est modifiée. Le processus itératif global est alors répété jusqu'à ce que la voile « rigide » soit en équilibre.

Cette méthode de résolution diffère principalement des autres méthodes présentées jusqu'à présent par les hypothèses réalisées. Tout d'abord, le sillage est ici modélisé par un sillage épais de type Helmholtz et ce, même si les points de décollement sont situés au bord

de fuite de la voile (écoulement attaché). Pour ce modèle de sillage, la pression  $y$  est constante et égale à la pression infinie ( $C_p = 0$ ). La seconde différence concerne la tension  $T$  de la voile. Nous avons vu dans l'introduction que pour la très grande majorité des méthodes existantes, cette tension est constante et fixée comme donnée du problème, alors qu'il n'y a pas de raison « physique » de connaître cette valeur. Dans notre méthode,  $T$  est calculée en chaque point de la voile (elle est trouvée constante). De ce fait, les données à fournir sont uniquement des grandeurs physiques (géométrie et position du mât, position des points d'attache de la voile, sa longueur et la vitesse  $V_\infty$  du vent à l'infini. Actuellement, il faut également fournir la position des points de décollement (sur le mât ou la voile), en sachant que le point d'attache arrière (bord de fuite de la voile) est toujours un point de décollement. La méthode est donc valable pour une grande gamme d'incidence  $\alpha$  et d'excès de longueur  $\varepsilon$ . Enfin, la dernière différence provient du fait que nous utilisons la technique de transformation conforme afin de résoudre aisément le problème dans un plan de calcul auxiliaire (demi-disque unité supérieur). En effet, la théorie des potentiels complexes est très adaptée pour ce type d'écoulement avec un sillage épais. Comme nous le verrons par la suite, cette première approche du problème fournit des résultats cohérents avec ceux publiés ou avec ceux que nous avons obtenus expérimentalement. De plus, il est possible d'envisager de généraliser le problème (c'est en cours d'étude). En effet, la méthode générale peut être couplée avec un code de calcul de couche limite afin de déterminer numériquement la position des points de décollement (voir [11] pour des obstacles rigides), la présence d'un bulbe à proximité du bord d'attaque peut également être étudiée, d'autres modèles peuvent être utilisés pour estimer plus précisément la pression dans le sillage et donc les forces aérodynamiques et enfin, l'interaction de deux (ou plusieurs) voiles souples peut être considérée.

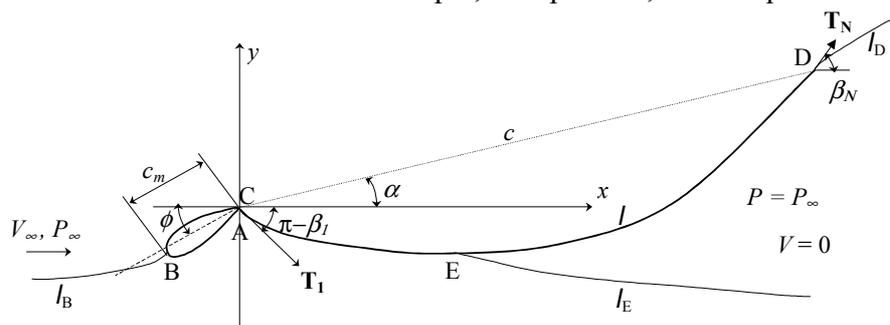
Comme nous l'avons vu dans l'introduction, les résultats pouvant servir de validation de la méthode ne sont pas très nombreux dans la littérature (ou pas entièrement exploitable en l'état), surtout en ce qui concerne la présence d'un mât. Nous avons donc réalisé des expériences en soufflerie : détermination du champ de vitesse par PIV et/ou pesée de l'obstacle sur une balance aérodynamique.

## 2- RESOLUTION

Comme nous l'avons précisé précédemment, la géométrie de la voile et des lignes de sillage est déterminée numériquement dans le cadre standard de la théorie des écoulements bidimensionnels de fluide parfait.

### 2.1 Position du problème

Soit un obstacle constitué d'un mât rigide ( $ABC$ ) et d'une voile souple placée dans un écoulement caractérisé par sa vitesse  $V_\infty$  orientée suivant l'axe  $Ox$  et sa pression  $P_\infty$  (figure 1). La voile est considérée comme étant souple, non pesante, inélastique et non poreuse, le



**Figure 1. Notations.**

fluide comme parfait, incompressible et non pesant et l'écoulement bidimensionnel, irrotationnel et permanent. Un sillage épais se développe à l'aval de l'obstacle. La voile ainsi que les lignes de jet sont supposées stationnaires.

Le mât, fixé à une incidence  $\phi$ , est épais, de géométrie quelconque, mais de petites dimensions devant celles de la voile. Le bord de fuite  $D$  est toujours un point de décollement de l'écoulement, le second sera noté  $E$  et peut tout aussi bien se situer sur le mât, sur la voile ou être confondu avec le point  $D$ . La paroi mouillée correspond donc à la partie  $EABCD$  de l'obstacle. L'angle d'incidence de la voile par rapport à l'axe  $Ox$  est repéré  $\alpha$ . Enfin, nous noterons  $\beta$  l'angle de la tangente en un point de la paroi mouillée par rapport à l'axe  $Ox$  et  $s$  l'abscisse curviligne sur cette paroi, comptée à partir du point  $E$ .

Le but de l'étude est de déterminer la géométrie des lignes de sillage et de la voile dans le repère cartésien  $(x, y)$  centré sur le bord de fuite du mât (identique au bord d'attaque de la voile).

## 2.2 Formulation théorique

### *Forces de pression sur une voile rigide*

Nous désignerons un point de l'écoulement par sa position  $z$  dans le domaine physique. Le but est de déterminer le potentiel complexe  $f(z)$  ou la vitesse complexe  $w(z) = df/dz$  dans l'ensemble du domaine fluide, ainsi que la géométrie des lignes de sillage  $l_E$  et  $l_D$ . La vitesse complexe doit vérifier les conditions aux limites (figure 1) :

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow \infty} w(z) &= V_\infty, \\ |w(z)| &= V_\infty \text{ sur } l_E \cup l_D, \\ \Im\{w(z)dz\} &= 0 \text{ sur } l. \end{aligned}$$

Le plan physique de l'écoulement est transformé sur le demi-disque unité supérieur du plan auxiliaire de telle sorte que les lignes de sillage soient l'image du diamètre réel et que la paroi mouillée corresponde au demi-cercle. A partir de la condition aux limites sur les lignes de sillage, il est possible de dire que la partie imaginaire de la fonction  $\Omega$  (étudiée à la place de  $w$ ) définie par la relation

$$\Omega = -i \log(V_\infty/w)$$

est nulle sur le diamètre. Il est alors possible de prolonger le domaine de l'écoulement dans le plan auxiliaire à l'ensemble du disque unité par symétrie (principe de Schwarz). Nous supposons la bijection entre les frontières dans les plans physique (paroi mouillée) et de calcul (cercle unité) connue. Il est donc possible de calculer la fonction  $\Omega$  sur l'ensemble du domaine de l'écoulement dans le plan auxiliaire ( $\zeta$ ) : il suffit de résoudre un problème de Dirichlet (la partie réelle de la fonction  $\Omega$  est alors connue sur le demi-cercle à partir de la géométrie de la paroi mouillée) par la relation de Schwarz–Villat [14].

Il faut remarquer qu'il existe une singularité de l'écoulement au point d'arrêt  $B$  (le module de la vitesse tend vers 0 et  $\beta$  prend deux valeurs différentes). La fonction  $\Omega$  est donc singulière. Cette singularité est isolée de manière classique en écrivant  $\Omega$  sous la forme

$$\Omega(\sigma) = \Omega_s(\sigma) + \tilde{\Omega}(\sigma)$$

avec  $\Omega_s$  une fonction connue et présentant la même singularité que la fonction  $\Omega$  au point d'arrêt et  $\tilde{\Omega}$  une fonction régulière en tout point,  $\sigma$  l'argument du point courant sur le demi-cercle unité. Le problème de Dirichlet est en fait résolu pour cette fonction continue  $\tilde{\Omega}$ . Jusque là, nous avons supposé que la bijection  $\mathcal{E}_l$  était connue. Il est alors possible, grâce à la fonction  $\Omega$  calculée, de définir une nouvelle bijection (elle est fixée aléatoirement

au départ) à partir du potentiel complexe  $f$  et en utilisant la relation  $z = \int df / w$ . Cette fonction  $f$  est en effet connue par la transformation conforme du domaine de l'écoulement dans le plan du potentiel sur celui dans le plan auxiliaire ( $\zeta$ ).

L'ensemble du processus peut alors être répété en utilisant la nouvelle répartition  $\varepsilon_i$  jusqu'à la convergence du système, c'est-à-dire jusqu'à ce que la répartition  $\varepsilon_i$  ne varie plus d'une itération à l'autre. En fait, il n'est pas nécessaire de résoudre ce sous-système jusqu'à sa convergence à chaque itération du système global tant que l'équilibre de la voile n'est pas réalisé. Nous avons donc choisi de faire de plus en plus d'itérations lorsque l'on s'approche de la forme finale de la voile, avec un maximum de 10 itérations. Il est ensuite possible de calculer la distribution des coefficients de pression sur la voile. A partir de cette répartition de pression, le module de la force de pression élémentaire  $Fp_i$  agissant sur un petit élément  $ds_i$  de la paroi mouillée (mât ou voile), au point milieu  $\tilde{s}_i$  d'un segment de la voile qui en comprend  $N - 1$ , peut être calculé par la relation :

$$\|Fp_i\| = \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 C_p(\tilde{s}_i) ds_i.$$

La force de pression sur la voile est alors connue ( $Fp = \sum Fp_i$ ).

#### *Mise en équilibre de la voile et déformation*

Dans le but de vérifier l'équation d'équilibre de chaque segment de la voile, il est nécessaire de connaître les forces de réaction  $T_I$  et  $T_N$  aux points d'attache  $C$  et  $D$ . La relation fondamentale de la dynamique s'écrit

$$T_I + T_N + Fp = 0.$$

Comme les angles  $\beta_I$  et  $\beta_N$  sont connus à partir de la géométrie de la voile, la valeur des forces de réaction  $T_I$  et  $T_N$  est déterminée. Il est alors possible d'appliquer la relation d'équilibre à chaque point milieu  $\tilde{s}_i$  de la voile. Bien évidemment, ceci n'est pas fait sur le mât. Cette condition d'équilibre s'écrit en égalant les forces s'exerçant de part et d'autre du point considéré. Ces forces doivent avoir la même norme, la même direction et un sens opposé. Lorsque la voile est en équilibre, la direction de ces force doit être confondue avec l'angle  $\beta$  au point considéré. Si cela n'est pas le cas, c'est-à-dire si la voile n'est pas en équilibre, il est possible de définir de nouvelles valeurs pour la fonction  $\beta$  afin de satisfaire à la condition d'équilibre. Avec cette nouvelle répartition de tangente et la répartition d'abscisse curviligne, une nouvelle forme de voile est définie. Lors de la mise en équilibre de la voile la position du point d'attache aval (bord de fuite) est modifiée. Il est donc nécessaire de la faire coïncider avec sa position initiale en ajustant la géométrie de la voile : chaque point est déplacé d'un pas constant suivant les axes  $Ox$  et  $Oy$ . Ceci a pour conséquence de changer la longueur de la voile tout en gardant la répartition de tangentes. L'étape suivante consistant à ramener la voile à la bonne longueur est délicate puisqu'il ne faut pas trop modifier la courbure de celle-ci (équilibre de la voile). Lorsque ceci est réalisé, la nouvelle géométrie de la voile est déterminée et elle vérifie bien toutes les données initiales du problème. Le processus global de résolution peut alors être réitéré jusqu'à la convergence, c'est-à-dire jusqu'à ce qu'il ne soit plus nécessaire de modifier la géométrie de la voile pour vérifier la relation d'équilibre.

Après avoir atteint la convergence de l'ensemble du système, il est possible de tracer les lignes de sillage  $l_E$  et  $l_D$  par intégration de la grandeur  $dz$  sur les rayons réels du demi-cercle unité dans le plan ( $\zeta$ ) et de tracer la répartition de pression sur la voile. A partir de cela, nous en déduisons les efforts globaux de portance et de traînée par intégration des pressions ou en utilisant la formule de Blasius.

### 2.3 Cas de la voile sans mât

Comme cela a été mentionné dans l'introduction, un des buts principaux de notre travail est l'étude de l'écoulement autour de voiles souples en présence d'un mât. Malheureusement, la plupart des résultats publiés dans la littérature pouvant nous servir de cas de validation ne prennent pas ce paramètre en considération. Nous avons donc dû modifier notre résolution dans le cas d'une voile sans mât : une singularité supplémentaire est à ajouter au bord d'attaque de la voile parce que la vitesse  $y$  devient infinie. Cette singularité est ajoutée à la fonction singulière  $\Omega_S$  et la résolution est alors identique au cas avec un mât.

Plusieurs essais nous ont montré qu'il est équivalent de considérer un mât de très faibles dimensions par rapport à la voile ou d'ajouter cette singularité supplémentaire.

Il faut noter que dans le cas sans mât, la voile doit être à l'incidence d'adaptation.

## **3- DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

### 3.1 La soufflerie Lucien Malavard

Toutes des expériences menées pour cette étude ont été réalisées dans la soufflerie Lucien Malavard de l'IPO/ESEM. Il s'agit d'une soufflerie à circuit fermé dont la veine principale est carrée et mesure 2 mètres de côté et 5 mètres de long. Un ventilateur d'une puissance de 256 kW permet d'obtenir une vitesse maximale de 60 m/s en l'absence d'obstacle. Dans ces conditions, le taux de turbulence moyen dans la veine est de 0.4 %. Deux plaques planes de 2 m x 4 m peuvent être installées pour limiter les effets tridimensionnels autour de la voile. Cette dernière est installée sur deux disques de 1 mètre de diamètre afin de mettre facilement l'ensemble du système en incidence. Les disques peuvent être montés sur une balance aérodynamique à 6 composantes placée sous la veine d'essai principale. Ici, seuls les efforts de portance et de traînée seront mesurés. Un des disques de support est transparent afin de permettre une visualisation directe de l'écoulement par une caméra placée en dehors de la veine. Enfin, une nappe laser peut être introduite dans la veine, parallèlement au plan des disques, par une fente placée dans le plancher de la soufflerie.

### 3.2 Dispositif de PIV (Particule Imaging Velocimetry)

Une partie des résultats expérimentaux obtenus consistent à déterminer le champs de vitesse autour de la voile. Un générateur de fumée de type « spectacle » est utilisé pourensemencer l'écoulement au niveau de la nappe laser (de l'huile est vaporisée sur une résistance électrique). Le diamètre moyen de ces particules est d'environ 1  $\mu\text{m}$ . Le générateur de fumée est placé dans la chambre de tranquillisation, juste avant le nid d'abeille à l'entrée du convergent. La nappe laser est développée à partir d'un laser à double cavité. Ici, il s'agit d'un laser Nd :Yag (Spectra Physics 400) ajusté sur la seconde harmonique et émettant 2 pulses de 200 mJ chacun ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) à une fréquence de 10 Hz. La nappe laser est développée par un bras optique comprenant des miroirs et des lentilles sphériques et cylindriques avec des focales positives et négatives. La divergence de la nappe est d'environ  $60^\circ$  et son épaisseur au niveau de l'obstacle d'environ 1 mm. Pour les résultats expérimentaux présentés dans cet article, les images sont obtenues par une caméra CCD de 1008 x 1016 pixels (caméra CCD PIVCAM) placée perpendiculairement à la nappe laser. La synchronisation entre les pulses laser et la caméra est réalisée par un synchroniseur TSI piloté par le logiciel InSight-NT<sup>TM</sup>. Pour les résultats présentés ici, les images de PIV sont divisées en zones d'interrogation de 32 x 32 pixels. Lors du post-traitement, ces zones d'interrogation se recouvrent à 50 %, ce qui correspond à la détermination de 61 x 62 vecteurs dans la zone visualisée. Le déplacement local d'une

particule est déterminé pour chaque zone d'interrogation par une méthode statistique (auto-corrélation). La projection du vecteur vitesse local dans le plan laser est déterminée par le logiciel InSight en utilisant le pas de temps  $\Delta t$  entre deux pulses laser et une calibration réalisée préalablement.

### 3.3 La voile et le mât

Nous avons réalisé différentes expériences dans lesquelles la longueur de la voile, la corde et l'incidence de la voile sont modifiées afin de faire varier la position du point de décollement sur la voile ou au niveau du mât. La voile est réalisée en tissu non poreux (de type Nylon) suffisamment fin pour être considéré comme non pesant et rigide pour être inélastique. En fait, le tissu est doublé pour satisfaire à la condition de non porosité. Les mâts utilisés sont des profils symétriques NACA0040 et NACA0060. Un câble fin (d'environ 1.5 mm de diamètre) est utilisé comme bord de fuite de la voile. Il est attaché sur les deux disques des plaques du montage bidimensionnel. Il est suffisamment tendu pour réduire les effets de battement sous la charge de la voile. Les visualisations de PIV nous permettent également de définir la position des points de décollement, qui est indispensable pour la résolution numérique du problème.

## 4- RESULTATS

Nous allons maintenant présenter quelques résultats numériques issus de notre méthode de résolution en commençant par des résultats montrant les possibilités et les limites de la méthode. Nous allons ensuite essayer de valider la méthode par des comparaisons avec des résultats numériques ou expérimentaux publiés dans la littérature et ceux que nous avons réalisés dans la soufflerie L. Malavard. Enfin, nous présenterons des résultats plus généraux.

### 4.1 Possibilités et limitations de la méthode

Le nombre de points de discrétisation sur le demi-cercle unité dans le plan auxiliaire ( $\zeta$ ) est un paramètre très important pour la précision des résultats obtenus. Plusieurs essais ont été réalisés dans différentes configurations d'écoulement afin de tester l'influence de ce paramètre. Il a été trouvé que les coefficients aérodynamiques varient peu en fonction du nombre de points de discrétisation, si le système itératif est résolu jusqu'à la convergence, pour une configuration donnée – géométrie, incidence et discrétisation du mât, corde, incidence, excès de longueur de la voile et position des points de décollement fixés. Pour les résultats que nous présenterons ici, le critère de convergence (mise en équilibre de la voile) est fixé au maximum à  $0.5^\circ$ , mais il sera la plupart du temps inférieur à  $0.05^\circ$ . Il faut de plus noter qu'accroître le nombre de point de discrétisation augmente la précision des résultats en diminuant le critère de convergence, mais aussi augmente de beaucoup le temps de calcul. Ce dernier est en effet de quelques secondes (sur un PC 500 MHz) pour un écoulement pleinement décollé avec environ 300 points sur le demi-cercle à plusieurs heures pour un écoulement partiellement décollé et 3600 points de discrétisation. Un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul est de considérer environ 400 points de discrétisation sur la voile, ce qui conduit à des calculs convergés en quelques minutes et moins de 0.5 % d'erreur sur le coefficient de portance.

Un autre paramètre pouvant affecter les résultats est l'initialisation de la géométrie de la voile. Pour une configuration d'écoulement donnée, nous avons donc testé différentes formes de voiles initiales (sinusoïdale, circulaire ou parabolique) et comparé la géométrie de la voile calculée à la convergence du système. Elles sont toutes identiques. Ce test a été mené pour plusieurs configurations et les résultats étaient toujours les mêmes. Si l'excès de

longueur est important, notre méthode permet de trouver des formes de voiles avec des points d'inflexion près du bord d'attaque. Ceci a été observé pour différentes configurations ( $\varepsilon \geq 0.1$  et  $\alpha$  petit), mais il n'est pas possible de comparer les valeurs du paramètre  $\lambda$  calculé avec les valeurs de Thwaites [20], ou d'autres auteurs, parce que les hypothèses des théories employées ne considèrent pas la présence d'un mât. De plus, dans nos configurations, l'écoulement est partiellement décollé.

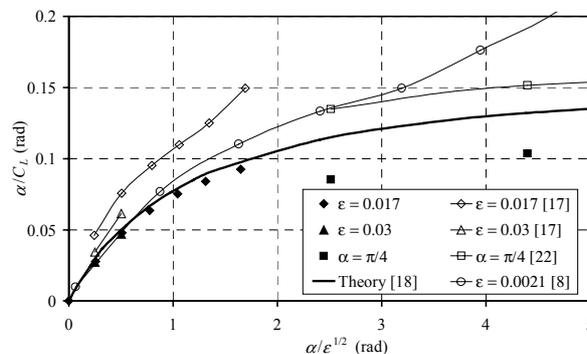
Un autre cas de validation utilisé pour tester les possibilités de notre méthode de résolution est le cas des voiles symétriques (parachutes). L'incidence de la voile est alors de  $90^\circ$ , l'écoulement décolle aux deux points d'attache et il n'y a pas de mât. Les grandes valeurs du paramètre  $\varepsilon$  ne sont pas exceptionnelles. Newman & Low [16] et Newman [15] considèrent que dans le cas de voiles faiblement poreuses, sa géométrie est alors un arc circulaire. Nous trouvons effectivement un très bon accord entre les voiles obtenues à la convergence et cette hypothèse d'arc de cercle.

Comme nous l'avons déjà dit, contrairement à la majorité des autres auteurs nous ne fixons pas la tension de la voile en donnée du problème, mais nous la calculons. Nous trouvons alors que le coefficient de tension est constant sur la voile, ce qui est une validation supplémentaire de la méthode utilisée. Il faut noter que plus le paramètre  $\varepsilon$  est important, plus la variation du coefficient de tension autour de sa valeur moyenne est importante pour un critère de convergence donné. Néanmoins, cette variation reste toujours inférieure à 0.5 % de la valeur moyenne à la convergence.

Enfin, la présence d'un mât peut changer la configuration de l'écoulement en déplaçant le point de décollement de la voile vers le mât lorsque l'incidence  $\phi$  de ce dernier diminue et devient négative. De plus, considérer la formulation sans mât ou celle avec un mât, avec une corde de 100 à 1000 fois plus petite que celle de la voile, conduit aux mêmes résultats s'il y a suffisamment de points de discrétisation.

#### 4.2 Ecoulements entièrement attachés

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, plusieurs théories ont été développées pour l'étude de l'écoulement attaché autour d'une voile souple sans mât. Cette configuration d'écoulement est donc un bon cas de validation. Néanmoins, notre méthode diffère tout de même de celles présentées dans la littérature parce que même si l'écoulement reste attaché sur toute la longueur de la voile, il se forme un sillage épais à l'aval de la voile. Plus l'incidence de la voile est faible, plus longtemps les lignes de sillage délimitant le sillage seront superposées. Les théories de Voeltz [23], Thwaites [20] et Nielsen [18] montrent toutes que la fonction  $C_L/\alpha$  varie uniquement en fonction d'un seul paramètre :  $\alpha/\sqrt{\varepsilon}$ . Des résultats expérimentaux de telles configurations d'écoulement peuvent être trouvés dans les travaux de Newman & Low [17] et de Greenhalgh, Curtiss & Smith [8]. Il



**Figure 2. Coefficient de portance pour des voiles attachées. Comparaison entre des résultats issus de la littérature et ceux issus de notre méthode numérique.**

faut noter qu'il est très difficile d'obtenir de telles configurations d'écoulement dans la pratique parce qu'il y aura un décollement sur la voile si l'incidence ou l'excès de longueur est trop grand. En effet, Newman & Low montrent qu'il apparaît presque toujours un bulbe de décollement au voisinage du bord d'attaque. Ceci est certainement aussi le cas pour les résultats de Greenhalgh *et al.*, mais ce n'est pas précisé. La présence de ces bulbes peut expliquer la différence entre les résultats expérimentaux et numériques. Nos résultats sont en accord avec la théorie dans la mesure où le coefficient  $\alpha/\sqrt{\varepsilon}$  n'est pas trop grand. Ceci n'est pas surprenant puisque l'hypothèse faite en utilisant la théorie des sillages épais de Helmholtz n'est pas très pénalisante dans le cas d'écoulements totalement attachés.

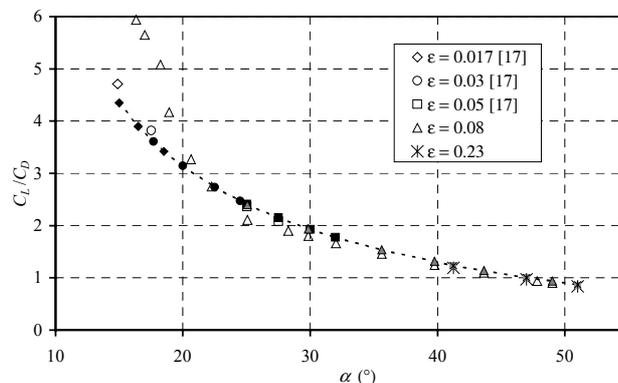
A nouveau, il faut souligner que l'hypothèse d'écoulement attaché n'est valide que pour de faibles incidences et excès de longueur, et si le mât, s'il y en a un, n'a pas une incidence trop faible (trop négative). Dans tous les autres cas, il y aura décollement sur la voile ou sur le mât.

#### 4.3 Écoulements partiellement ou entièrement décollés

	$C_D$		$C_L$	
	Dugan [6]	Lorillu <i>et al.</i>	Dugan [6]	Lorillu <i>et al.</i>
$\varepsilon = 0.001$ $\alpha = 8.5^\circ$			0.2777	0.2800
$\varepsilon = 0.01$ $\alpha = 11^\circ$	0.0747	0.0751	0.4579	0.4505
$\varepsilon = 0.09$ $\alpha = 16.5^\circ$	0.1821	0.1813	0.6893	0.6882

**Table 1. Coefficients aérodynamiques pour un écoulement totalement décollé, adimensionnés par la grandeur  $L$ .**

Nous retrouvons la configuration d'écoulement étudiée par Dugan [6]. Même si les deux méthodes sont différentes, les résultats au niveau de la forme de la voile et des efforts aérodynamiques calculés sont très proches (table 1). A nouveau ces résultats ne sont pas surprenants puisque le modèle de sillage est le même dans pour les deux méthodes. Newman et Low [17] fournissent des résultats expérimentaux pour des configurations entièrement décollées. Ils fournissent en particulier l'évolution du rapport des coefficients de portance et de traînée pour différentes incidences, à partir d'une incidence, le point de décollement correspond toujours au point d'attache amont (figure 3). Pour compléter l'étude de cette configuration, nous avons fait certaines expériences pour mesurer les efforts aérodynamiques sur deux sortes de voile pour une grande gamme d'incidence (table 2, configuration 4). Certains de ces résultats sont représentés sur la figure 3 avec les résultats obtenus numériquement. Sur cette figure, pour chaque point expérimental correspondant à une configuration d'écoulement entièrement décollé, le point correspondant au calcul numérique est représenté. On peut voir que les valeurs calculées du rapport  $C_L/C_D$  pour différentes valeurs de  $\varepsilon$  sont toutes sur la même courbe :



**Figure 3. Comparaison du rapport des coefficients aérodynamiques pour les résultats numériques (symboles pleins) et expérimentaux (symboles creux).**

$$\frac{C_L}{C_D} = -10^{-7} \alpha^5 + 2.10^{-5} \alpha^4 - 0.0018 \alpha^3 + 0.0701 \alpha^2 - 1.5012 \alpha + 15.991$$

où  $\alpha$  est l'incidence de la voile en degrés. Un très bon accord est trouvé entre les différentes courbes expérimentales et numériques. Les valeurs expérimentales et numériques des forces aérodynamiques diffèrent les unes des autres uniquement à cause de l'hypothèse des sillages de Helmholtz ( $C_p = 0$ ), mais le rapport des forces est bien vérifié. Il est alors possible de dire que les erreurs faites dans la détermination des efforts (portance, traînée et tension) ne sont dues qu'à l'hypothèse de coefficient de pression nul dans le sillage. Pour des écoulements entièrement décollés, cette hypothèse affecte de la même manière la portance et la traînée.

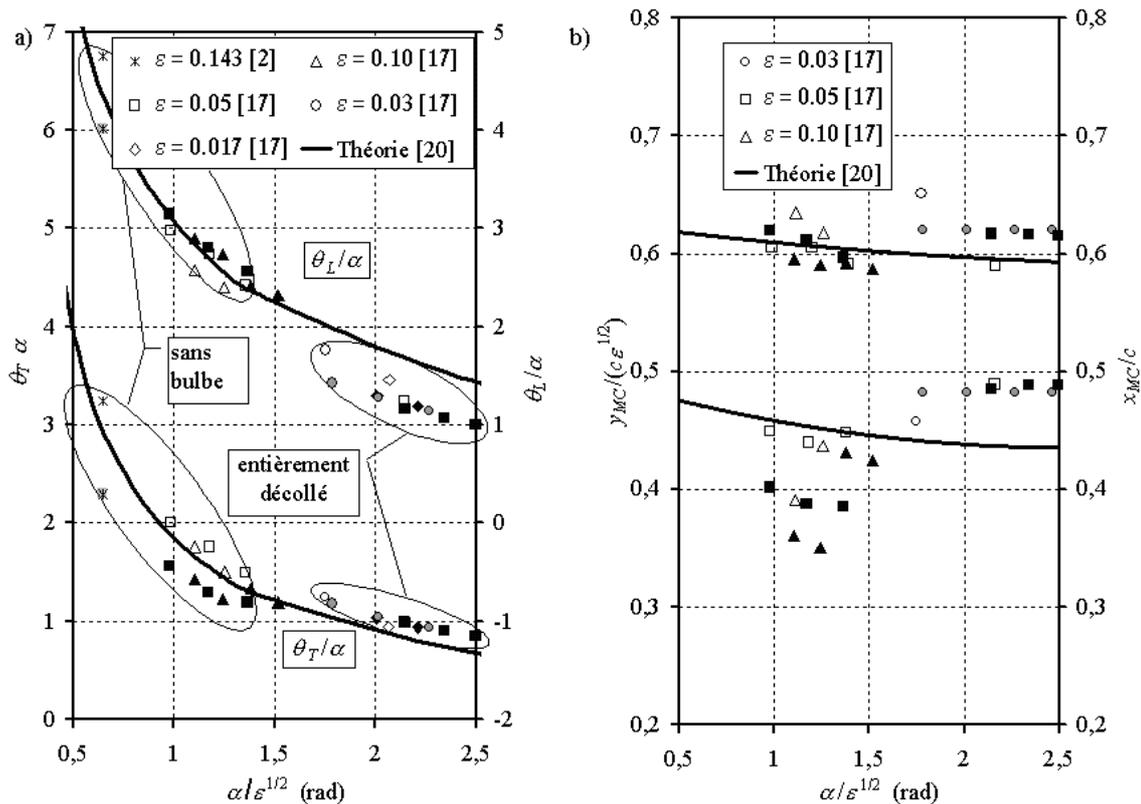
	Mât			Voile			Écoulement		
	Profil	$c_m$ (mm)	$\phi$ (°)	$L$ (mm)	$c$ (mm)	$\alpha$ (°)	$Re$		
Config. 1 PIV	NACA0060	28	16	479	458	6	$4.6 \times 10^5$		
			-17			20			
			30						
			-30						
Config. 2 PIV	NACA0060	28	-8	490	445	29	$1.5 \times 10^5$ (cas a))		
			13				469	11.5	$3.0 \times 10^5$
									$4.5 \times 10^5$
			-45	470	21	$1.6 \times 10^5$			
						-11.5	30.7	$3.1 \times 10^5$ (cas b))	
								$4.7 \times 10^5$	
Config. 3 PIV	NACA0060	60	-6	1104	892	31	$3.6 \times 10^5$		
			41		861	41	$3.4 \times 10^5$		
			37	880	753	27.6	$2.3 \times 10^5$		
Config. 4 PIV + Bal.	NACA0040	33	-2.5	325	300	2.7 - 49	$0.88 \times 10^5$ (cas c))		
					265	41.2 - 51	$0.78 \times 10^5$		

**Table 2. Configurations expérimentales réalisées.**

Newman & Low [17] et Cyr & Newman [5] présentent des résultats numériques et expérimentaux avec un écoulement partiellement décollé et sans bulbe à niveau du point d'attache amont (incidence d'adaptation). Ces auteurs donnent la position des points de décollement sur la voile, paramètre qui est une donnée pour notre méthode numérique. La comparaison est alors possible. Comme cela a été expliqué auparavant, les efforts aérodynamiques ne sont pas correctement prédits dans ce cas. La comparaison se fera donc sur la forme de la voile et essentiellement sur l'angle de la voile aux points d'attache et sur la position de la courbure maximale. Sur la figure 4,  $\theta_L$  représente la grandeur  $\pi - \beta_1 + \alpha$  avec les notations de la figure 1 et  $\theta_T = \beta_N$ . Il faut remarquer que les résultats ne sont pas très différents de ceux de la théorie de Thwaites [20]. Néanmoins le maximum de courbure et sa position diffère un peu plus de cette théorie. Pour des écoulements pleinement séparés, les fonctions  $\theta_L/\alpha$  et  $\theta_T/\alpha$  et le maximum de courbure et sa position dépendent uniquement du paramètre  $\alpha/\sqrt{\varepsilon}$ .

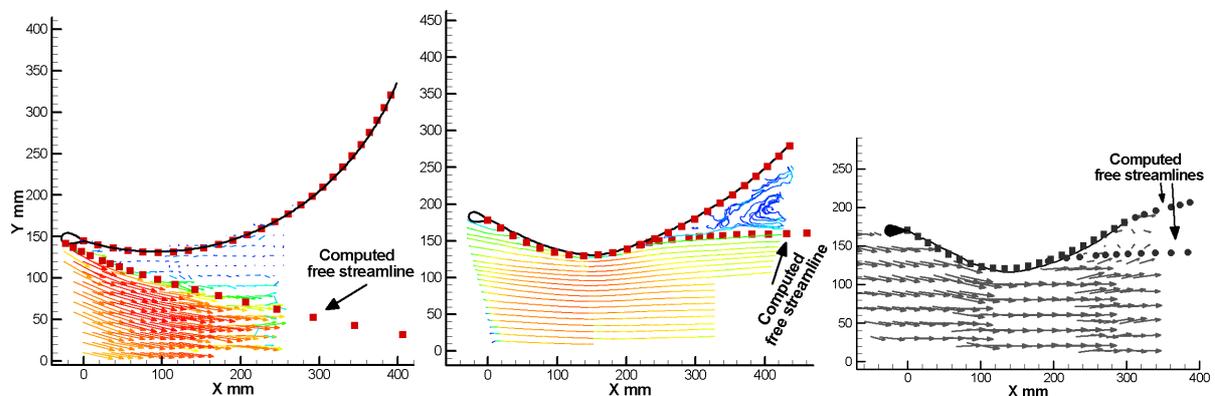
#### 4.4 Configurations d'écoulement plus générales

Plusieurs expériences ont été réalisées dans la soufflerie L. Malavard de l'IPO/ESEM. Différents paramètres ont été modifiés pour faire varier la position du point de décollement sur la voile ou le mât. Le nombre de Reynolds  $Re$  est basé sur la corde  $c$  de la voile. Les résultats de 3 configurations sont présentés ici.



**Figure 4. (a) Comparaison des angles de la voile aux points d'attache et (b) de la position du maximum de courbure. Comparaison entre la théorie (courbe), l'expérience (symboles creux) et les résultats numériques (symboles pleins) dans le cas d'un écoulement partiellement décollé.**

Dans le premier cas, le point de décollement est situé sur le mât (configuration 2 de la table 2) :  $\phi = -8^\circ$ ,  $c = 445$  mm et  $\alpha = 29^\circ$  ( $\epsilon = 0.1$ ). La vitesse du vent est uniforme et égale à 5 m/s ( $Re = 1.5 \times 10^5$ ). Les champs de visualisation PIV ont pour dimension 150 x 150 mm, ce qui correspond à des zones d'interrogation de 2.5 x 2.5 mm avec la résolution choisie. Le pas de temps entre 2 pulses laser est de 60  $\mu$ s. Le post-traitement est très simple : il s'agit d'un filtre passe-bande sur les composantes de la vitesse. Un bon accord est trouvé entre le champ de vitesse (la zone présentant un fort gradient de vitesse représente la limite du sillage) et la géométrie calculée de la ligne de sillage inférieure (figure 5a)).



**Figure 5. Champ de vitesse et géométrie de la voile avec un point de décollement sur le mât (a) et sur la voile (c). Lignes de courant expérimentales (colorées en fonction de la norme de la vitesse) et géométrie de la voile dans le cas d'un décollement sur la voile (b). Les symboles représentent les géométries calculées et la ligne la voile expérimentale.**

Le cas suivant (figure 5b)) est une configuration où le point de décollement est situé sur la voile (configuration 2 de la table 2) :  $\phi = 13^\circ$ ,  $c = 469$  mm,  $\alpha = 11.5^\circ$  ( $\varepsilon = 0.05$ ) et  $Re = 3.1 \times 10^5$ . Le champ de vitesse est obtenu en superposant 3 zones de visualisation de  $180 \times 180$  mm, avec des zones d'interrogation de  $2.5 \times 2.5$  mm. La forme de la voile calculée est très proche de celle déterminée expérimentalement et la géométrie de la ligne de sillage inférieure est bien prédite.

Enfin, la dernière configuration présentée ici (figure 5c)) présente un point de décollement sur la voile, mais proche du point d'attache aval. Il s'agit de la configuration 4 de la table 2. A nouveau la correspondance est bonne entre les différents résultats.

## **5- CONCLUSIONS / PERSPECTIVES**

Notre méthode numérique est destinée à l'étude de l'écoulement décollé autour d'une voile souple bidimensionnelle, non poreuse, non pesante et inextensible. Nous utilisons une méthode itérative comportant deux étapes principales. Tout d'abord, la répartition de pression sur la voile, supposée rigide, est calculée en résolvant un problème de Dirichlet sur le demi-cercle unité correspondant à l'image des frontières physiques par transformation conforme. Ensuite, la voile est déformée afin de vérifier la relation de l'équilibre. La convergence de ce système est atteinte pour une douzaine d'itérations, ce qui prend entre quelques secondes et quelques minutes sur un PC 500 MHz.

Cette méthode numérique est validée avec des résultats expérimentaux obtenus par PIV. Nous trouvons une bonne correspondance entre les géométries numériques et expérimentales des lignes de sillage et de la voile. Ceci peut être surprenant vu la simplicité du modèle de sillage que nous utilisons (modèle des sillages épais de Helmholtz). En fait, cette hypothèse est pénalisante pour la comparaison des valeurs des efforts aérodynamiques sur la voile. La relation  $C_p = 0$  dans le sillage est très pénalisante pour des écoulements fortement décollés. Ceci peut expliquer pourquoi l'accord des différents résultats est meilleur dans le cas d'un décollement vers l'aval de la voile que lorsqu'il a lieu sur le mât. Comme les résultats sur la portance et sur la traînée ne sont pas satisfaisants, nous allons essayer d'appliquer d'autres modèles de sillage à la méthode de résolution : le modèle des parois virtuelles introduit par Joukowski ([21]) ou celui d'une poche finie à l'aval de l'obstacle (*cusped cavities*). Le premier modèle considère que le sillage est une zone de fluide mort à une pression  $P_0$  différente de  $P_\infty$  et qui est délimitée par deux plaques horizontales dont la position est inconnue.

Les expériences réalisées sont utiles pour valider nos résultats expérimentaux mais aussi pour déterminer la position physique des points de décollement. Ce paramètre doit être une donnée pour notre méthode numérique et il affecte de plus beaucoup la forme de la voile, et par conséquent, les forces qui s'exercent sur celle-ci. Comme la méthode générale semble donner de bons résultats par rapport à l'expérience, nous allons réaliser le couplage de la méthode avec un code de calcul de couche limite pour prédire numériquement la position des points de décollement. Ceci va bien entendu augmenter le temps de calcul (le calcul de la couche limite est fait lors de l'étude de la répartition de pression sur l'obstacle rigide) mais il n'est pas nécessaire de faire converger le sous-système tant que la position des points de décollement n'est pas déterminée.

Enfin, la méthode de résolution va être étendue à l'étude de l'interaction de deux voiles souples. Ceci implique la résolution d'un problème mixte sur le cercle unité (au lieu d'un problème de Dirichlet), mais la méthode de résolution en deux étapes reste identique. Des résultats expérimentaux de PIV seront à nouveau utiles pour valider ces calculs puisque les résultats publiés dans la littérature sur ce problème sont très rares, et à nouveau ne prennent pas en compte le cas des décollements sur la voile ou la présence de mâts

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] BAILEY, K. I., JACKSON, P. S. & FLAY, R. G. J. 1998 Modelling viscous flow around 2D yacht mast and sail configurations. *Proc. 1998 30<sup>th</sup> Australian Fluid Mech. Conf., Melbourne, Australia*, 519-522.
- [2] BARAKAT, R. 1968 Incompressible flow around porous two-dimensional sails and wings. *J. Maths & Phys* **47 (3)**, 327-349.
- [3] BUNDOCK, M. S. 1980 Aerodynamics of two-dimensional sail wings. *M. Sc. Dissertation, Univ. Waikato*.
- [4] CISOTTI, V. 1932 Moto con scia di un profilo flessibile. *Accad. Nat. Dei Lincei* **15**, 116-173.
- [5] CYR, S. & NEWMAN, B. G. 1996 Flow past two-dimensional membrane aerofoils with rear separation. *J. Wind Eng. Ind. Aero.* **63**, 1-16.
- [6] DUGAN, J. P. 1970 A free-streamline model of the two-dimensional sail. *J. Fluid Mech.* **42 (3)**, 433-446.
- [7] FITT, A. D. & LATTIMER, T. R. B. 2000 On the unsteady motion of two-dimensional sails. *IMA J. Appl. Math.* **65**, 147-171.
- [8] GREENHALGH, S., CURTISS, H. C. & SMITH, B. 1984 Aerodynamic properties of a two-dimensional inextensible flexible airfoil. *AIAA J.* **22 (7)**, 865-870.
- [9] HUREAU, J., BRUNON, E. & LEGALLAIS, PH. 1996 Ideal free streamline flow over a curved obstacle. *J. Comput. Appl. Math.* **72**, 193-214.
- [10] JACKSON, P. S. 1984 Two-dimensional sails in invicid flow. *J. Ship Res.* **28 (1)**, 11-17.
- [11] LEGALLAIS, PH. & HUREAU, J. 1994 Singularity method applied to the classical Helmholtz flow coupling procedure with boundary layer calculation. *J. of Physic III, France* **4**, 1053-1068.
- [12] LORILLU, O., WEBER, R. & HUREAU, J. 2002 Numerical and experimental analysis of two-dimensional separated flows over a flexible sail. *J. Fluid Mech.* **466**, 319-341.
- [13] MURATA, S. & TANAKA, S. 1989 Aerodynamic characteristics of a two-dimensional porous sail. *J. Fluid Mech.* **206**, 463-475.
- [14] MUSKHELISHVILI, N. I. 1977 *Singular Integral Equations* (5<sup>th</sup> edn.). Noordhoff International Publishing.
- [15] NEWMAN, B. G. 1987 Aerodynamic theory for membranes and sails. *Prog. Aerospace Sci.* **24**, 1-27.
- [16] NEWMAN, B. G. & LOW, H. T. 1981 Two-dimensional flow at right angles to a flexible membrane. *Aeronautical Quarterly* **32**, 243-269.
- [17] NEWMAN, B. G. & LOW, H. T. 1984 Two-dimensional impervious sails: experimental results compared with theory. *J. Fluid Mech.* **144**, 445-462.
- [18] NIELSEN, J. N. 1963 Theory of flexible aerodynamic surfaces. *J. Appl. Mech.* **30**, 435-442.
- [19] SNEYD, A. D. 1984 Aerodynamic coefficients and longitudinal stability of sail aerofoils. *J. Fluid Mech.* **149**, 127-146.
- [20] THWAITES, B. 1961 The aerodynamic theory of sails. I. Two-dimensional sails. *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **261**, 402-422.
- [21] TOISON, F. 1998 Validation d'une méthode numérique générale de calcul d'écoulements bidimensionnels de fluide parfait. Application aux sillages épais et aux surfaces libres avec effet de la gravité. *Thèse, Univ. Orléans*.
- [22] VANDEN-BROECK, J.-M. 1982 Nonlinear two-dimensional sail theory. *Phys. Fluids* **25 (3)**, 420-423.
- [23] VOELZ, K. 1950 Profil und Auftrieb eines Segels. *ZAMM* **30**, 301-317.
- [24] WILKINSON, S. 1988 Simple multilayer panel method for partially separated flows around two-dimensional masts and solids. *AIAA J.* **26 (4)**, 394-395.