

4e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

1, 2, 3 mars 1993 - Nantes

Interaction tourbillon surface libre

Jérôme Brossard, Serge Huberson, Elie Rivoalen
Laboratoire de Mécanique des Fluides, Le Havre

Résumé Ce travail a pour objet l'étude de l'interaction entre le sillage tourbillonnaire d'un profil situé à faible profondeur et une surface libre. Il contient à la fois une étude expérimentale et une simulation numérique. Pour la partie expérimentale, l'élévation de la surface a été mesurée ainsi que les efforts hydrodynamique. Le modèle numérique est basé sur une résolution non linéaire des équations de fluide parfait par une combinaison de méthodes intégrales. Les résultats de ces deux approches sont comparés et discutés.

Abstract *This work is devoted to the study of the interaction between the vortical wake of a lifting surface located close to a free surface. Both experimental and numerical tools has been used. Experimental results concern the free surface elevation and the maesurement of the hydrodynamic load of the foil. The numerical model is based on the solution of the non linear equations for invscid flows with an integral methods. The measurements are compared with the numerical results and shortly discussed.*

1 Introduction

L'étude de l'écoulement autour d'un profil immergé au voisinage d'une surface libre trouve de nombreuses applications en hydrodynamique navale. Citons par exemple pour les navires de surface le calcul de l'effet des plans anti-dérive, des appendices stabilisateurs (quilles anti-roulis) ou sustentateurs (foils). Des problèmes physiquement comparables se posent pour les sous-marins à faible immersion.

Les effets visqueux ne sont pas absents de ce problème. Ils sont dus principalement à l'adhérence du fluide sur la carène et sur les appendices assurant la propulsion et la manœuvrabilité des navires, et interagissent fortement avec la surface libre. Ce sont eux par exemple qui, semble-t-il, permettent de détecter un navire par simple observation (radar) de la surface libre [5].

L'interaction d'un système tourbillonnaire et d'une surface libre fait l'objet de nombreux travaux à la fois expérimentaux et numériques depuis les premières études réalisées par T.Sarpkaya en 1984 [13]. Ce dernier montre l'évolution de deux tourbillons ascendants contrarotatifs engendrés par une surface portante d'envergure finie, et met en évidence différents types de perturbations que ces deux tourbillons peuvent induire sur la surface libre. Quand une paire de tourbillons s'approche de la surface libre, elle donne naissance à un champ de perturbation (vagues de très faible longueur d'onde) qui modifie les caractéristiques physiques du système. Ceci augmente la complexité du phénomène à étudier, car l'interface air-eau se déforme. Dans ces premiers travaux, l'approche est globale au sens où l'on se préoccupe à la fois de la génération des tourbillons et du phénomène d'interaction proprement dit. Les trajectoires des deux tourbillons d'apex, obtenues par visualisation, sont également comparées aux résultats donnant l'évolution de deux tourbillons rectilignes et parallèles (Lamb [7]), avec prise en compte de la turbulence par une modélisation des effets visqueux (Squire [14], Hoffmann [6]). Un double modèle permet d'approcher correctement les effets de la surface libre, considérée comme un plan miroir vis-à-vis de la cinématique des tourbillons.

Les études qui ont suivies se sont principalement intéressées au problème bidimensionnel et instationnaire de l'interaction avec une surface libre, soit d'une paire de tourbillons ascendants ou descendants, soit d'une nappe tourbillonnaire limitée ou non dans l'espace (Tryggvason [16], Telste [15]). On s'attache en particulier à suivre les évolutions de la trajectoire du système tourbillonnaire et de la déformée de la surface libre. L'approche de base du phénomène est potentielle, mais des études faisant intervenir la viscosité ou la tension superficielle de l'interface ont également été menées (Ohring [8]).

La démarche suivie ici consiste à traiter un problème simple (un profil moyennement immergé, l'écoulement étant stationnaire), mais dans un cadre assez large afin d'avoir les meilleures chances d'intégrer ensuite différents phénomènes. Nous reprenons le problème initialement posé par T. Sarpkaya [13] et décrit précédemment, en prenant en compte dans la modélisation du phénomène: la géométrie du profil portant d'envergure finie, son sillage, et la surface libre traitée comme une surface de courant isobare et donc déformable.

Une étude expérimentale, spécifique au problème posé et réalisée dans un canal à flux continu à surface libre a permis d'obtenir des résultats qui servent de base à une comparaison avec la modélisation du phénomène.

2 Etude expérimentale

2.1 Veine d'essai et configuration

L'étude expérimentale a été réalisée dans un canal à flux continu. Ce canal permet des études faisant intervenir une surface libre. La longueur utile de la veine est de 3 m, pour une largeur de 0,3 m (figure 1). Pour mesurer la vitesse de l'écoulement dans la veine, nous utilisons un vélocimètre laser à une composante fonctionnant en diffusion avant. Pour l'étude présentée ici la vitesse de l'écoulement est fixée à 0,372 m/s avec un taux de fluctuation constaté de 4%.

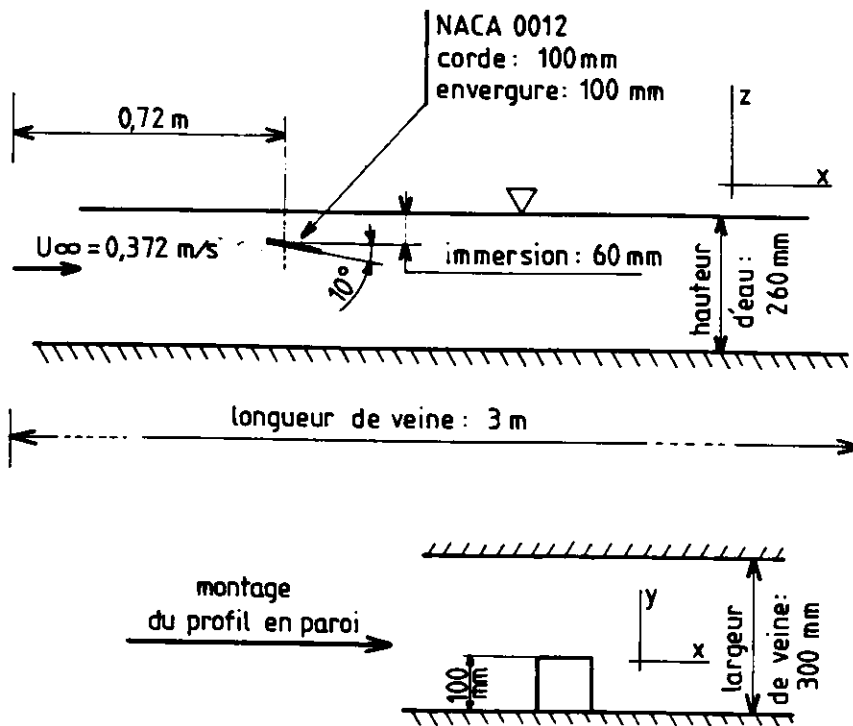


Figure 1:

Le profil porteur (NACA 0012) est placé à 0,72 m de la section d'entrée de la veine. Le profil d'envergure finie est monté 'en paroi', d'où une configuration tridimensionnelle. La corde du profil est de 100 mm, et son envergure de 100 mm également. Ce choix de dimensions est déterminé par la largeur du canal; il permet d'observer la déformation de surface libre sur un domaine suffisamment étendu sans perturbation due à la réflexion sur

la paroi opposée (figure 1). L'incidence du profil par rapport à la direction de l'écoulement a été fixée à 10° . Les choix portant sur la vitesse de l'écoulement, l'immersion et la hauteur d'eau sont justifiés dans la section 2.3.

2.2 Instrumentation

2.2.1 Mesure de déformation de surface libre

La technique de mesure de déformation de surface libre est une variante des techniques d'analyse d'images de surface libre par profilométrie laser utilisées par exemple par Bonmarin et al [1], ou Rey et al [10]. Un faisceau, émis par un laser hélium-néon de 15 mW, est dirigé via une fibre optique perpendiculairement à la surface libre au repos. L'eau circulant dans le canal est opacifiée par coloration. La diffusion de la lumière est alors importante au point d'impact du faisceau sur la surface libre. Une caméra CCD ayant une distribution linéique de 1024 pixels permet de filmer cette tache de diffusion à l'interface air-eau. Compte tenu du dispositif optique et de la position relative caméra-impact, nous obtenons une résolution spatiale sur la variation de dénivellation de la surface libre de 0,1 mm (figure 2).

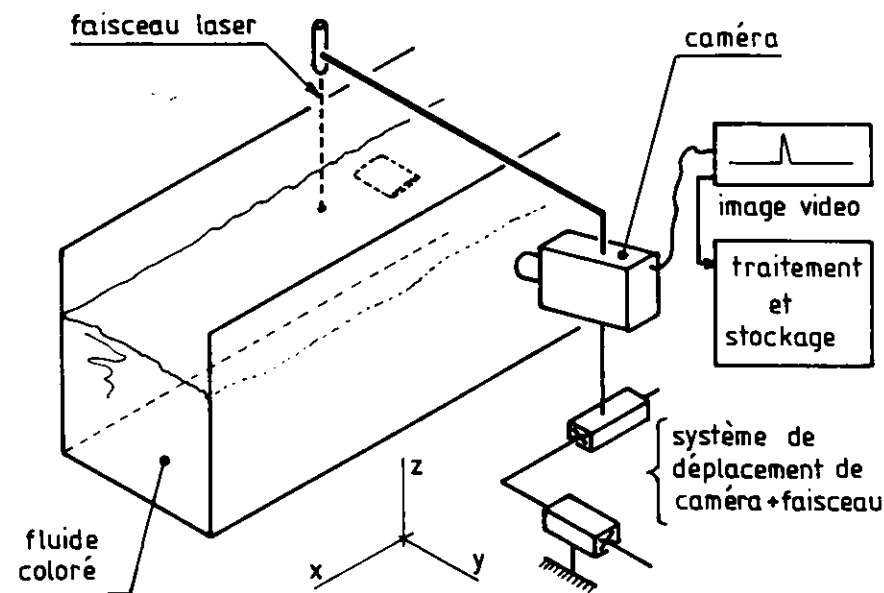


Figure 2:

Un système de déplacement modifiant corrélativement les positions du faisceau et de la caméra afin qu'ils gardent la même position relative permet de balayer la surface libre. Un relevé de surface libre au repos donne en tout point une référence qui annule les éventuels défauts géométriques du système de déplacement. Pour chaque localisation de

la sonde, l'altitude de la surface libre est estimée à partir d'une succession d'images de la position du spot lumineux à l'interface air-eau. Le traitement statistique, donnant la valeur moyenne mais aussi l'écart type, est réalisé sur chaque échantillon pour tenir compte des fluctuations de niveau moyen de surface libre.

Sur la figure 3, nous montrons un exemple de séquence obtenu dans une zone non perturbée par la présence du profil sous la surface libre. La durée totale de cette séquence de 700 valeurs est de 35 secondes. La valeur de l'écart type estimé est de 0,3 mm.

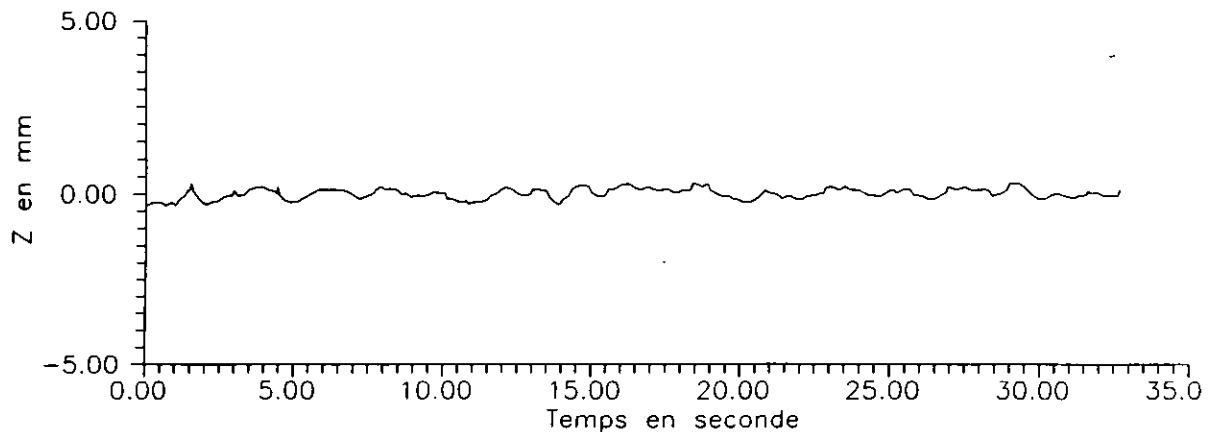


Figure 3: Mesure ponctuelle de la dénivellation de la surface libre en fonction du temps

2.2.2 Mesure des efforts sur le profil

Nous mesurons les composantes de portance et de traînée de la résultante des efforts exercés par le fluide sur le profil porteur. Cette mesure est faite par une balance de paroi dont le capteur utilise des jauges de contrainte collées sur des lamelles élastiques. Pour s'affranchir des problèmes de compensation de température et pour accroître la sensibilité du capteur, nous utilisons une configuration en "pont complet", c'est à dire que pour la mesure de chaque composante d'effort il est utilisé 4 jauges constituant les branches d'un pont de Wheatstone. Pour compenser les déplacements du profil dus à la déformation des lamelles souples, l'ensemble capteur-profil est monté sur un support dont on peut régler la position et l'orientation. Le type de balance utilisée nécessite une traversée de paroi, ce qui pose des problèmes d'étanchéité. Afin de ne pas apporter de perturbation sur les efforts mesurés (ceux-ci étant assez faibles, inférieurs à 1 Newton), nous avons choisi de ne pas utiliser de composant d'étanchéité (type joint ou membrane). Un caisson extérieur au canal a donc été installé, communiquant avec la veine d'essai par un espace annulaire de rayon 80 mm et d'épaisseur 1 mm .

2.3 Résultats expérimentaux

Les conditions expérimentales sont définies pour obtenir des caractéristiques d'écoulement optimums dans le canal à flux continu vis-à-vis de la surface libre et de la représentation du champ de vague. On s'attache à garder également des conditions d'essais réalistes en prévision de comparaisons avec des modèles numériques.

- L'écoulement est stationnaire et uniforme. En particulier l'épaisseur de couche limite sur les parois latérales et sur la surface libre est faible devant les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (envergure et immersion du profil).
- Les conditions d'immersion du profil et de vitesse sont choisies pour obtenir un régime sous-critique de la surface libre au dessus du profil.

Les caractéristiques d'écoulement pour la mesure du champ de vague sont celles définies à la section 2.1. Nous obtenons un Froude basé sur l'immersion du bord d'attaque du profil de 0,51. Le Reynolds basé sur la longueur de corde est de $3 \cdot 10^4$. Le domaine de mesure est celui indiqué sur la figure 4. La première ligne de points de mesure est située à 10 mm de la paroi latérale de la veine. Les dimensions du domaine de mesure ont été choisies pour couvrir environ 3 longueurs d'onde du train de vague (figure 4). L'espacement des points de mesure en longitudinal est de 10 mm, et en transversal de 5 mm sur les 3 premières lignes, et de 10 mm ensuite.

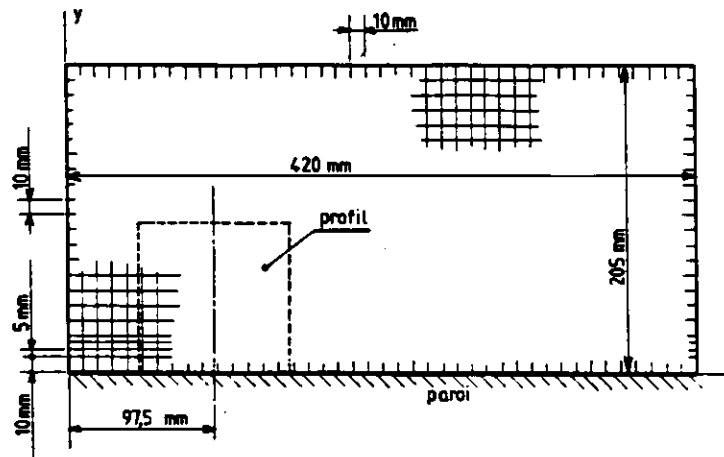


Figure 4: Points de contrôle de la surface libre pour la mesure des dénivellations

La durée de chaque échantillon est de 5 secondes; la fréquence d'acquisition est de 40 Hz. Une vue de la déformée de la surface libre et le tracé des isovaleurs correspondantes sont présentées sur la figure 5.

En analysant les caractéristiques du train de vague (longueur d'onde et amplitude) déduites des résultats expérimentaux nous pouvons montrer que les effets non linéaires ne sont pas négligeables. En effet la théorie linéaire nous donne une relation qui relie la longueur d'onde (λ_1) à la vitesse :

$$\lambda_1 = \frac{2\pi U^2}{g}$$

Cette théorie n'est valide que pour des amplitudes qui restent faibles devant la longueur d'onde fondamentale du train de vague. Or ici le rapport entre la longueur d'onde λ et la demi-amplitude H est $H/\lambda = 0.06$.

Froude (Fr)	0.51
Immersion du profil (L)	0.054 m
Longueur d'onde fondamentale (λ_1)	0.088 m
longueur d'onde mesurée (λ)	0.081 m

3 Simulation numérique

3.1 Introduction

La simulation numérique a été réalisée dans le cadre des écoulements de fluide parfait. Ce choix est évidemment celui qui conduit aux calculs les moins compliqués, mais en l'occurrence il est assez réaliste ici pour trois raisons complémentaires:

- L'incidence de l'écoulement sur le profil est telle que l'on peut considérer que l'on est en régime "adapté", c'est-à-dire que pour chaque section (corde) du profil, le point d'arrêt définissant la séparation des lignes de courant en amont du profil se trouve au voisinage immédiat du point extrême amont;
- Le Reynolds est tel que l'écoulement sur la partie arrière du profil n'est pas (ou n'est que faiblement) décollé;
- Les effets de la viscosité, en $1/Re$, n'influent de façon sensible sur la forme de la surface libre qu'en cas de déferlement, évité ici. Remarquons au passage que les calculs visqueux utilisent généralement une technique de prédiction en fluide parfait, complétée par une correction visqueuse (cette remarque permet de placer le calcul présenté ici dans une perspective de développements ultérieurs).

En fait, la limitation essentielle de ce modèle porte sur l'interaction avec la couche limite qui se développe sur la paroi de la veine. Il s'agit là d'un problème classique lors d'une simulation en veine, qui demande des développements spécifiques. Remarquons simplement qu'un profil immergé est le plus souvent implanté sur une coque, et il faudrait tout d'abord, pour poser ce problème, définir explicitement celle-ci.

L'utilisation du modèle de fluide parfait laisse penser qu'une formulation intégrale, conduisant à une résolution relativement simple, peut être utilisée. Cependant, le problème a les particularités suivantes:

- L'écoulement est à surface libre, frontière du domaine dont la forme est l'une des inconnues étudiées. Cette surface est telle que les conditions cinématiques (c'est une surface de courant) et dynamique (c'est une surface isobare) soient vérifiées.

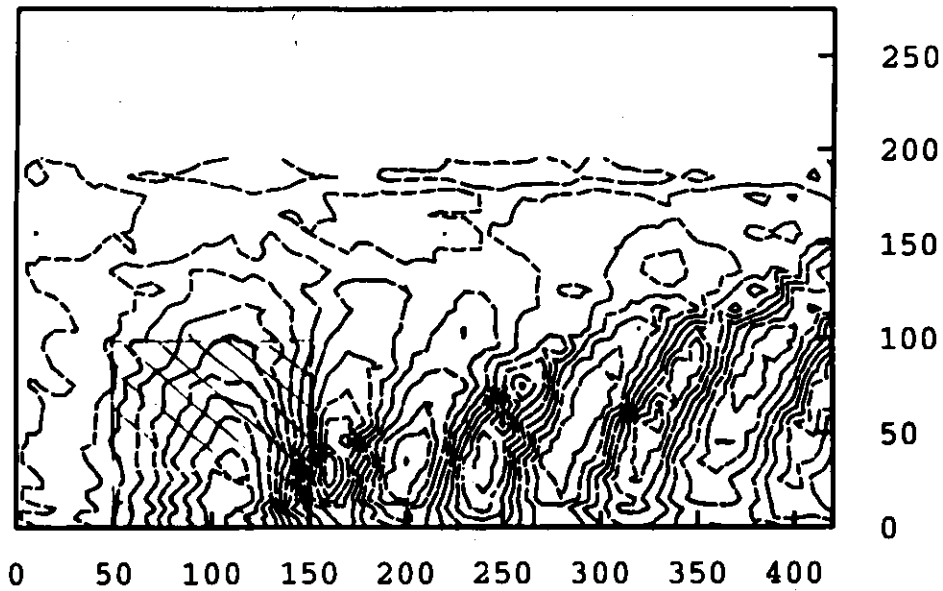
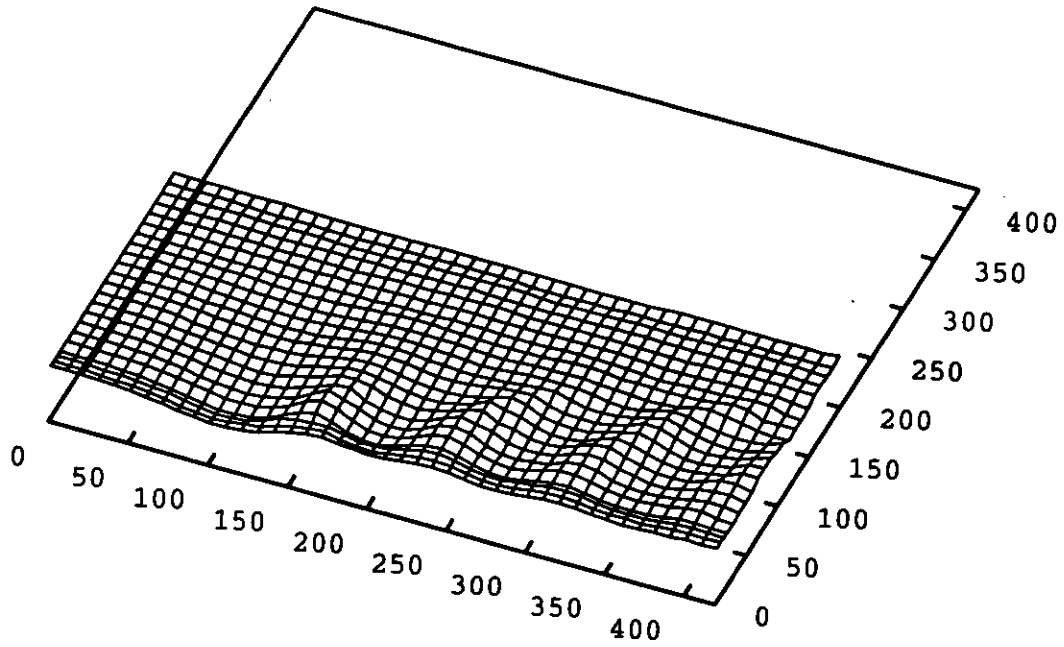


Figure 5: Déformée de la surface libre et isovaleurs cinq niveaux (en mm)
 :-3.55,-2.2,-0.85,0.5,1.85

- Le profil est à l'origine d'un sillage, zone où le rotationnel a une intensité importante. Comme on a vu que l'interaction entre la surface libre et le sillage pouvait devenir

importante, le domaine où ce champ a une intensité significative est également une inconnue, d'autant plus que la forme de la surface est elle-même une inconnue.

Le problème est non-linéaire à trois titres: par la forme inconnue de la frontière du domaine fluide que constitue la surface libre, par la condition dynamique qui y est vérifiée, et par le sillage tourbillonnaire.

Les configurations étudiées ici pourraient sans doute se contenter d'une résolution linéarisée de ces problèmes. Cependant, dans la mesure où cette étude doit permettre de calculer également des interactions fortes, on va utiliser un modèle totalement non-linéaire, tant pour la surface libre que pour le sillage tourbillonnaire:

- LA SURFACE LIBRE sera calculée par une méthode due à O. Daube (1981) [2]. Dans cette méthode chaque non-linéarité liée à la surface libre est traitée par une méthode itérative.
- LE PROFIL ET SON SILLAGE seront traités par la méthode particulaire initialement développée par Rehbach (1977) [9] pour calculer l'écoulement tridimensionnel instationnaire d'un fluide parfait incompressible autour d'ailes minces. Rappelons que la méthode repose sur l'utilisation d'une formulation vitesse-tourbillon des équations d'Euler, écrite en coordonnées lagrangiennes, avec utilisation de la relation intégrale de Biot-Savart entre la vitesse et le tourbillon. Les conditions aux limites sont satisfaites par la résolution d'équations intégrales sur le profil portant, cependant que le sillage tourbillonnaire est discrétisé au moyen de particules porteuses de tourbillon que l'on suit dans leur évolution. Ce schéma permet de traiter l'aspect non-linéaire du sillage.

3.2 Algorithme de couplage

On se limite ici au cas stationnaire. Dès lors, les caractéristiques de chacun des schémas développés séparément s'harmonisent bien pour définir une procédure globale de traitement. Ce schéma est basé sur une procédure itérative faisant intervenir successivement chacun des codes. Vis-à-vis du code particulaire, l'ensemble apparaît comme le cheminement temporel inhérent à une méthode lagrangienne. Vis-à-vis du code de surface libre, il est intégré à la procédure itérative permettant la convergence vers la surface libre stationnaire inconnue.

Cette association, assez immédiate dans son principe, est rendue possible par la formulation intégral de l'ensemble des problèmes résolus ici. Cela permet d'associer explicitement un champ à chaque perturbation de l'écoulement. Plus précisément, le champ de vitesse total s'écrit:

$$\vec{V}_{total} = \vec{V}_{\infty} + \vec{V}_{\omega} + \vec{V}_{profil} + \vec{V}_{slibre} \quad (1)$$

où :

- \vec{V}_{∞} est la vitesse de l'écoulement uniforme infini amont.

- \vec{V}_ω est la vitesse induite par les particules tourbillonnaires dans le sillage. Elle est calculée par la formule de Biot Savart.
- \vec{V}_{profil} est la vitesse induite par une distribution discrète de doublets normaux (J.L. Hess [4]), correspondant à la modélisation de l'obstacle par une surface portante.
- $\vec{V}_{surface}$ est la vitesse induite par une distribution discrète de sources sur la surface libre [2].

Chaque partie de ce champ de vitesse est successivement calculée, les autres étant alors figées à leur valeur la plus récemment calculée. Cette méthode de couplage a été décrite plus complètement dans [11] et [3] où elle est appliquée au problème de l'interaction entre une hélice et le champ de vagues créé par le navire qui la porte.

4 Analyse des résultats

4.1 Le tourbillon "ponctuel"

Afin de tester la méthode de couplage, nous avons d'abord résolu le problème test que constitue le problème plan de l'interaction tourbillon surface libre. L'intérêt de celui-ci est en effet que l'on dispose de résultats explicites permettant de vérifier la qualité du calcul. Ces résultats sont donnés dans [12]. Plusieurs calculs ont été effectués. Nous donnons sur la figure 6 les résultats obtenus pour un nombre de Froude de 0.57, et une circulation de 0,1125. La longueur d'onde pour ce cas est pratiquement identique à celle donnée par Salvesen (erreur inférieure à 2 %). On peut voir en particulier que la condition de sortie aval est tout à fait efficace pour ce problème plan. Par ailleurs, les bords latéraux n'introduisent pas de perturbation particulière. On peut noter enfin un faible amortissement à l'aval, comparable à celui observable sur les résultats numériques de Salvesen.

4.2 Interaction profil portant surface libre

La comparaison porte tout d'abord sur les résultats d'efforts obtenus expérimentalement et numériquement pour deux angles d'incidence du profil (5° ; 10°) et trois immersions définies par le rapport H_1/C (0,45 ; 0,72 ; 1,32) où :

- H_1 est la hauteur entre la position du point de référence du profil situé à 33% du bord d'attaque, et la surface libre.
- C est la corde du profil.

La technique de mesure des efforts est expliquée dans la section 2.2.2. Numériquement le problème est d'abord approché en considérant que la surface libre ne se déforme pas sous l'influence du champ de perturbation créé par le profil portant et son sillage. Ceci revient à traiter un problème linéarisé de surface libre. L'effet de la surface libre peut

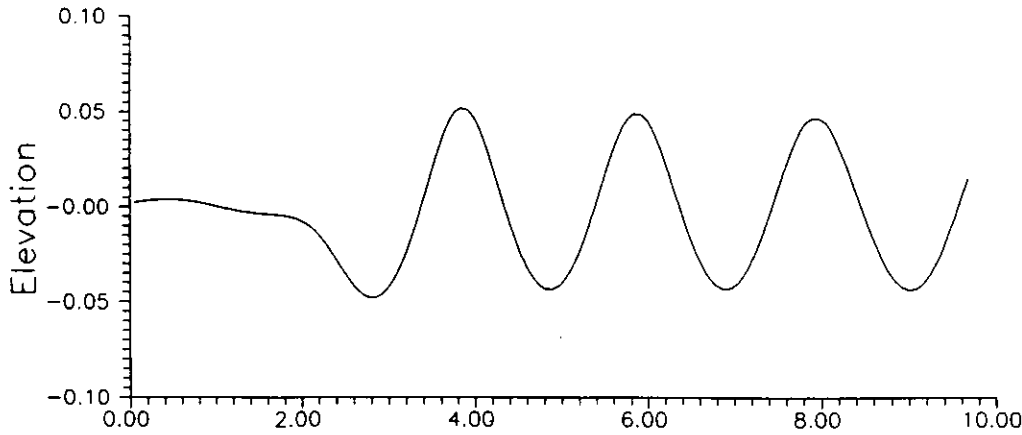


Figure 6: Déformation de la surface libre pour le problème d'interaction plane entre la surface et un filament tourbillonnaire infini.

être ainsi correctement approché en utilisant un double modèle, qui impose à la surface libre de se comporter comme un plan miroir. Cette condition est satisfaite en utilisant 2 profils portants situés de part et d'autre du plan de symétrie matérialisant la surface libre indéformable. Les trois graphes 7 permettent de comparer l'influence de la surface libre sur le comportement hydrodynamique du profil, par représentation de la portance ($C_z = F_z / (1/2 \rho S U^2)$) en fonction des deux angles d'incidence du profil. La diminution de l'immersion du profil se traduit par une augmentation de l'écart entre la solution numérique et la solution expérimentale, ce qui peut indiquer que nous sommes à la limite de validité de la méthode ici présentée.

Sur la figure 8, nous présentons les isovaleurs de l'élévation de la surface libre. Ces résultats doivent être comparés à ceux obtenus expérimentalement, représentés figure 5. Plusieurs remarque peuvent être faites:

- Près de la surface portante, les longueurs d'onde calculées sont comparables à celle obtenues expérimentalement.
- Le creux calculé au dessus du profil est bien localisé bien que son amplitude soit un peu faible.
- La décroissance du niveau de la perturbation à mesure que l'on s'éloigne vers l'aval, que l'on peut observer sur les résultats numériques, ne se retrouve pas sur les résultats expérimentaux.
- La condition de sortie aval semble beaucoup plus perturbatrice que dans le cas du problème test.

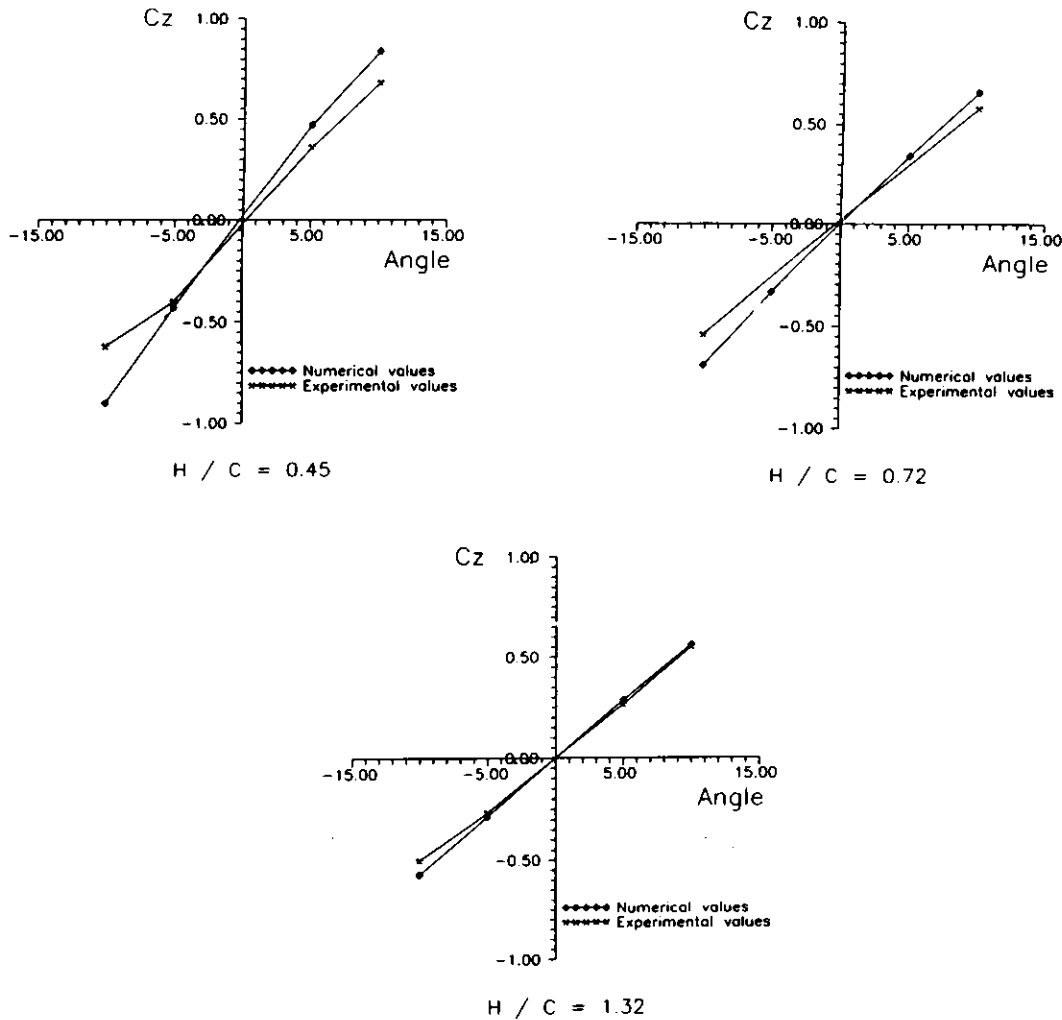


Figure 7: Comparaison des efforts

5 Conclusion

L'objectif initial de ce travail est l'étude des effets tridimensionnels dans les problèmes d'interaction tourbillon surface libre. Il est nécessaire pour cela de s'intéresser à l'écoulement assez loin en aval du profil. Dans le cas d'un profil portant, cette interaction est évidemment beaucoup moins marquée puisque les tourbillons créés aux bords du profil ont un mouvement descendant les éloignant de la surface. Ce phénomène est bien retrouvé ici, aussi bien dans les calculs qu'expérimentalement. Dans tous les cas, l'influence de la surface sur le tourbillon est très sensible sur la trajectoire de ceux-ci. Par contre, il semble que des effets de diffusion du tourbillon affaiblissent notablement la circulation dans les cœurs enroulés du sillage, ce qui doit être observable sur leurs trajectoires. Ce phénomène est déjà signalé par Sapkaya [13] et nous envisageons de compléter notre modèle en ce sens. Il nous faudra toutefois préciser par une nouvelle étude expérimentale la nature de cette diffusion, et si possible la quantifier.

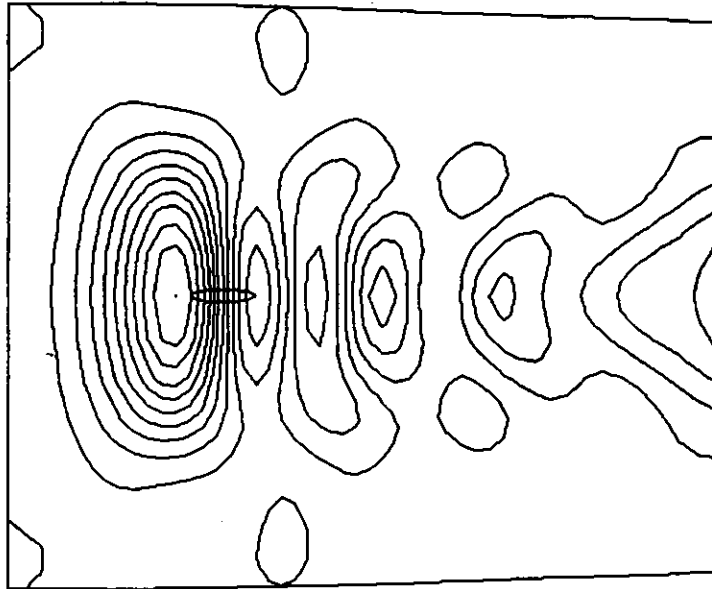


Figure 8: Déformation de la surface libre pour le problème d'interaction plane entre la surface et un plan porteur.

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier du Bassin d'essais des carènes (contrat N° 9177041171)

Références

- [1] P. Bonmarin, R. Rochefort et M. Bourguel "Surface wave profile measurement by image analysis" Experiments in Fluids n°. 7, pp 17-24 (1989).
- [2] O. Daube, "Contribution, au calcul non-linéaire de la résistance de vague d'un navire", Thèse de l'Université Paris 6, 1980.
- [3] A. Hémon, S. Huberson, " Résolution numérique de problèmes non-linéaires de l'hydrodynamique navale", 2^{ème} Journées Hydrodynamiques, Nantes, 1989
- [4] J. L. Hess "Calculation of potentiel flow about arbitrary three-dimensionnal lifting bodies". Douglas Aircraft Co, Report n°. MDC JO 545, December 1969.
- [5] A. Hirska, G. Tryggvason, J. Abdollahi-Alibeik, W.W. Willmarth " Measurement and computations of vortex pair interaction with a clean or contaminated free surface" Eighteen Symposium of Naval Hydrodynamics, pp 39-49 (1990).
- [6] E.R. Hoffmann, P.N. Joubert "Turbulent lines vortices", J. Fluid Mech. n°. 16, pp 395-411, 1963.

- [7] H. Lamb "Hydrodynamics", Dover Publications, New York (6th ed.), 1945.
- [8] S. Ohring, H. J. Lugt "Interaction of a viscous vortex pair with a free surface", J. Fluid Mech. n°. 227, pp 47-70, 1991.
- [9] C. Rehbach, "Calcul numérique d'écoulements tridimensionnels instationnaires avec nappes tourbillonnaires" La Recherche Aéronautique 1977-5.
- [10] V. Rey, M. Belzons, E. Guazzelli "Propagation of surface gravity waves over a rectangular submerged bar", J. Fluid Mech. n°. 235, pp 453-479, 1992.
- [11] F. Roufi "Résolution numérique de problèmes non-linéaires de l'hydrodynamique navale : manœuvrabilité et tenue à la mer des navires", Thèse de doctorat de l'université de Paris 6, 1993.
- [12] N. Salvesen, C. Von Kerczek "Comparison of numerical to and perturbation solutions of two dimensional nonlinear water-waves problems" JI of Ship Research, Vol 20, n° 3, pp 160-170, 1976.
- [13] T. Sarpkaya, D.O. Henderson "Surface Disturbances due to trailing vortices" Technical Report n°. NPS-6984004, Mars 1984, Naval Postgraduate School, Monterey, California.
- [14] H.B. Squire "The growth of a vortex in turbulent flow", British Aeronautical Research Council, Paper n°. 16666, 1955.
- [15] J.G. Telste "Potentiel flow about two counter-rotating vortices approaching a free surface" J. Fluid Mech. n°. 201, pp 259-278, 1989.
- [16] G. Tryggvason "Deformation of a free surface as a result of vortical flows", Phys.Fluids n°. 31 (5) Mai 1988.