

Un modèle de Wagner généralisé: Application à l'impact de sections de formes arbitraires

Nicolas Malleron, Yves-Marie Scolan, Bruno Cochelin, Axelle de Gelas

► To cite this version:

Nicolas Malleron, Yves-Marie Scolan, Bruno Cochelin, Axelle de Gelas. Un modèle de Wagner généralisé: Application à l'impact de sections de formes arbitraires. European Journal of Environmental and Civil Engineering, 2008, 12 (5), pp.535-547. 10.1080/19648189.2008.9693029 . hal-00441553

HAL Id: hal-00441553 https://hal.science/hal-00441553

Submitted on 1 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Un modèle de Wagner généralisé

Application à l'impact de sections de formes arbitraires

Nicolas Malleron^{*,***} — Yves-Marie Scolan^{*} — Bruno Cochelin^{*,**} — Axelle de Gelas^{***}

* Ecole Centrale Marseille
38, rue Frédéric Joliot Curie, F-13451 Marseille Cedex 20
yves-marie.scolan@ec-marseille.fr
** Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - CNRS
31, chemin Joseph Aiguier, F-13402 Marseille Cedex 20
*** Eurocopter
Aéroport Marseille-Provence, F-13725 Marignane

RESUME. Une méthode de Wagner généralisée pour l'étude de l'impact de sections de forme arbitraire est présentée. Cette méthode permet de s'affranchir de l'hypothèse de faible angle mort sur laquelle reposent classiquement les méthodes de Wagner linéarisées. Son domaine d'application s'étend à des formes asymétriques. Cela est rendu possible par la transformation systématique du problème en celui d'un écoulement autour d'une plaque plane horizontale, tout en tenant compte de la géométrie exacte de la surface mouillée. La théorie des problèmes de Riemann-Hilbert est utilisée pour résoudre le problème transformé. Les résultats de ce modèle sont comparés à d'autres résultats numériques et expérimentaux.

ABSTRACT. A generalized Wagner method for studying water impact of arbitrary section is presented. This method does not require the deadrise angle to be small, unlike the classical linearized Wagner model. It can be applied to asymmetric sections by using conformal mapping. The problem is systematically transformed into an horizontal flat plate problem but it takes into account the exact geometry of the wetting surface. The flow around the flat plate is then calculated by using the theory of Riemann-Hilbert problems. The model is tested against both numerical and experimental results.

MOTS-CLES : Impact, Théorie de Wagner, Transformations conformes, Grands angles morts KEYWORDS: Impact, Wagner theory, Conformal mapping, Large deadrise angles

1. Introduction

Depuis les premiers travaux de (Wagner, 1932), les modèles permettant de traiter le problème de l'impact d'un corps solide sur la surface d'un fluide ont connu des développements constants. L'approche la plus couramment utilisée pour résoudre ce problème est celle proposée par Wagner. Elle consiste à faire l'hypothèse que l'angle mort (i.e. l'angle entre la section et la surface libre au repos) est faible, ce qui conduit à linéariser la surface mouillée. Dès lors que l'on s'affranchit de l'hypothèse de faible angle mort, on doit prendre en compte la position géométrique exacte de la surface mouillée. L'approche, qui repose sur l'utilisation d'une méthode d'éléments finis de frontière (Zhao et al., 1992), s'inscrit dans ce cadre. Cette approche permet de prendre en compte toutes les non-linéarités, y compris celles de surface libre mais représente un coût informatique important. Pour une utilisation standard dans l'industrie, des modèles moins coûteux doivent être développés. Une approche intermédiaire est proposée dans (Zhao et al., 1996). Le problème est formulé comme un problème aux limites en théorie potentielle, en négligeant les effets de gravité ainsi que les effets de tension superficielle. Dans ce modèle, la condition d'imperméabilité est imposée sur la surface mouillée exacte. L'originalité de ce modèle provient du fait que la condition dynamique de surface libre, réduite à une condition de Dirichlet homogène pour le potentiel des vitesses, est imposée sur une ligne horizontale, émanant du point de contact. La résolution est alors basée sur l'intégration en temps de la condition cinématique de surface libre écrite aux points de contact. Le jet qui se développe lors de l'impact n'est pas pris en compte dans ce modèle. Dans (Mei et al., 1999), une méthode de résolution élégante de ce problème de Wagner généralisé, basée sur les transformations conformes, est proposée. L'originalité de ce travail par rapport à (Mei et al., 1999) réside dans la transformation systématique du problème en un problème d'écoulement autour d'une plaque et à sa transformation en un problème de Riemann-Hilbert.

La souplesse de cette méthode de résolution permet de traiter en particulier le cas de sections asymétriques. Les premiers modèles pour traiter de l'impact de dièdres asymétriques ont été proposés par (Garabedian, 1953) et (Borg, 1957). (Toyama, 1993) développe la solution analytique pour un dièdre dissymétrique et en déduit l'expression du pic de pression ainsi que la déformée de la surface libre au-delà du point de contact. Une étude basée sur les travaux de (Vorus, 1996) a également été menée par (Xu et al., 1998). Cette étude est basée sur une méthode de singularités de type tourbillons ainsi que sur une linéarisation de type plaque plane du problème. En revanche, les non-linéarités de la condition de surface libre sont conservées dans cette approche. Le cas de carène à bouchains vifs et la séparation qui se produit alors sont traités. (Zhao et al., 1996) introduisent une solution locale au voisinage des bouchains pour déterminer la courbure du jet et les éventuels réattachements. Plus récemment, (Scolan et al., 1999) et (Korobkin et al., 2005) ont considéré l'impact d'un dièdre asymétrique à l'aide de modèles linéarisés. Dans (Iafrati, 2000), une méthode numérique tenant compte de toutes les non-linéarités a été développée. Une étude expérimentale de l'impact de dièdres asymétriques a été menée par (Judge et *al.*, 2004). Elle met notamment en évidence la séparation de l'écoulement qui peut apparaître à l'apex. Enfin, dans le cas du dièdre asymétrique, une solution autosemblable, analogue dans le cas symétrique à la solution de (Dobrovol'skaya, 1969) a été développée par (Semenov *et al.*, 2006). On considérera cette solution comme solution de référence lorsqu'on s'intéressera à ce problème.

En section 2, on présente de manière succincte la méthodologie de la solution, étendue au cas de corps asymétriques. On montre en particulier que le modèle exposé respecte une loi de conservation de la masse. En section 3, on expose les résultats obtenus par ce modèle dans des configurations symétriques et asymétriques, en terme de distribution de pression et de force. Dans une optique de validation, on s'intéresse tout d'abord à des corps de formes classiques (coin, cylindre circulaire). Des formes plus originales (cylindre non circulaire, section droite d'étrave de navire) sont ensuite considérées. En section 4 on s'intéresse à l'impact d'un dièdre asymétrique.

2. Méthodologie de la solution

2.1. Transformation du domaine de calcul

Le domaine fluide est borné par la surface mouillée du corps et deux lignes horizontales, issues des deux points de contact. Si le corps est asymétrique, ces deux lignes ne sont pas au même niveau. Pour éliminer le pas qui résulte de cette dénivellation, on utilise une transformation de Schwarz-Christoffel (SC). Du fait de la condition de Dirichlet homogène sur l'axe des réels (confondu avec l'image par SC de la surface libre linéarisée), le corps est prolongé dans le demi-plan supérieur par le symétrique de sa partie immergée par rapport à l'axe des réels. Le corps qui résulte de ce prolongement recevra dans toute la suite la dénomination de « double corps ».

Dès lors, le domaine fluide peut être transformé de manière à se ramener à un problème d'écoulement autour d'une plaque. On utilise pour cela différentes transformations successives. Celles-ci sont des transformations classiques de type Karman-Trefftz (voir (Halsey, 1979)) et Theodorsen-Garrick (Theodorsen *et al.*, 1933) en particulier. Le détail des transformations n'est pas donné ici. Plus de détails sont donnés dans (Malleron *et al.*, 2007). Le problème s'écrit alors comme un problème aux limites que l'on sait résoudre. Une paramétrisation du contour du corps peut être définie, en utilisant la coordonnée azimuthale θ d'un point du contour lorsque celui-ci a été mis sous la forme d'un cercle (une simple transformation de Joukowski permet de passer du cercle à la plaque) :

$$x(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\,\theta, \quad \theta \in [-\pi;\pi]$$
^[1]

2.2. Problème aux limites

Soit w = u + iv un point courant du plan complexe. On désigne avec un + les grandeurs relatives au demi-plan supérieur \mathcal{D}^+ et avec un - les grandeurs relatives au demi-plan inférieur \mathcal{D}^- . La frontière entre ces deux demi-plans est constituée de \mathcal{L} , image de la surface mouillée par la transformation définie en section 2.1, ainsi que de \mathcal{L} ' et \mathcal{L} '', images de la surface libre linéarisée. Le problème mixte vérifié par le potentiel des vitesses de l'écoulement est représenté en figure 1. Il appartient à la



Figure 1. Problème transformé en un écoulement autour d'une plaque plane

classe des problèmes de Riemann-Hilbert. Dans ce problème, on cherche à déterminer le potentiel complexe dans \mathcal{D}^- , noté $F^-(w)$

$$F^{-}(w) = \phi(w) + i\psi(w)$$
^[2]

Cette fonction est prolongée analytiquement dans tout le plan complexe en prenant l'opposé de son complexe conjugué. Par construction, le potentiel complexe F est alors solution d'un problème de Riemann à coefficient discontinu. La solution de ce type de problème est détaillée dans (Gakhov, 1966). On obtient alors :

$$F^{-}(w) = \phi(w) + i\psi(w) = \frac{1}{\pi} \left(1 - w^{2}\right)^{1/2} \int_{-1}^{1} \frac{\psi(\ell + i0^{-})}{\left(1 - \ell^{2}\right)^{1/2} (\ell - w)} d\ell \quad [3]$$

2.3. Calcul de l'écoulement autour du corps

Si le corps qui chute verticalement avec une vitesse U(t) est indéformable, on a :

$$\phi_{,n} = \boldsymbol{V}.\boldsymbol{n} = -U\frac{dx}{ds}$$
[4]

La variable s représente la coordonnée curviligne le long du contour. n est le vecteur normal à la surface mouillée. La condition de Cauchy-Riemann implique :

$$\phi_{,n} = \psi_{,s} = -U\frac{dx}{ds}$$
^[5]

La fonction de courant se déduit de l'intégration de [5] par rapport à s. Connaissant ψ sur la surface mouillée, [3] nous donne accès aux caractéristiques de l'écoulement

autour du corps. On introduit les fonctions I_n , K_n et L_n suivantes :

$$\begin{aligned}
I_n(u) &= \int_0^\pi \frac{\cos n\alpha}{\cos \alpha - u} d\alpha = 2 \, u \, I_{n-1}(u) - I_{n-2}(u) \\
K_n(u) &= \int_0^\pi \frac{\cos n\alpha}{(\cos \alpha - u)^2} d\alpha = u \, K_{n-1}(u) + n \, I_{n-1}(u) \\
L_n(u) &= \frac{d}{du} \left(\sqrt{u^2 - 1} \, I_n(u) \right) = \frac{u \, I_n(u)}{\sqrt{u^2 - 1}} + \sqrt{u^2 - 1} \, K_n(u)
\end{aligned}$$
[6]

avec :

$$\begin{cases} I_0(u) = \frac{-\pi sg(u)}{\sqrt{u^2 - 1}} \\ I_1(u) = \pi + u I_0(u) \\ K_0(u) = \frac{u I_0(u)}{1 - u^2} \end{cases}$$
[7]

Ces fonctions permettent d'exprimer ϕ , ψ et leurs dérivées spatiales sur la surface mouillée et à la surface libre. En particulier on montre que :

$$\phi_{y}(u,0,t) = -\frac{1}{J(u)}\frac{d\psi}{du} = \frac{U \, sg(u)}{J(u) \, \pi} \, \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \, L_n(u), \quad |u| > 1$$
[8]

où J(u) est le jacobien de la transformation conforme.

2.4. Calcul des corrections mouillées

L'intégration en temps de la condition cinématique de surface libre, écrite aux points de contact x_1 et x_2 , permet d'écrire :

$$f(x_j) - H(t) = \int_0^t \phi_{,y}(x_j(t), \eta(x_j(\tau), \tau), \tau) d\tau, \quad j = 1..2$$
[9]

 $\phi_{,y}$ est donné par [8] et dépend uniquement de $(x_j(t), x_1(\tau), x_2(\tau))$. Ces deux équations sont à résoudre simultanément pour calculer les corrections mouillées. En introduisant H(t) dans l'intégrant de [9] et en définissant la nouvelle fonction W par :

$$U(\tau) + \phi_{,y}(x_j(t), y_j(\tau), \tau) = U(\tau)W(x_j(t), x_1(\tau), x_2(\tau))$$
[10]

le changement de variable $\ell = x_j(\tau)$ pour $\tau \leq t$, dans [9] permet d'écrire :

$$f(x_1(t)) = \int_0^{x_1(t)} U(\ell) W(x_1(t), \ell, x_2(\ell)) \frac{d\tau}{d\ell} d\ell$$
[11]

En suivant la méthode de (Mei *et al.*, 1999), $U(\ell) \frac{d\tau}{d\ell}$ est décomposé sur une base de polynômes de Chebyshev. On note $a_j^{(1)}$ les coefficients de cette décomposition. $T_j(\ell)$ est le j^{e} polynôme de Chebyshev de première espèce, auquel on fait subir le changement d'échelle approprié. Connaissant les coefficients $a_j^{(1)}$, $x_1(t)$ est connu. La première équation [11] s'écrit comme :

$$f(x_1(t)) = \sum_{j=0}^{N} a_j^{(1)} \int_0^{x_1(t)} W(x_1(t), \ell, x_2(\ell)) T_j(\ell) d\ell$$
[12]

L'équation [12] est résolue par collocation. La variable $x_1(t)$ est échantillonnée sur l'intervalle $[0: X_1]$ en prenant les zéros du polynôme de Chebyshev T_{N+1} .

Le nouveau système d'équation pour x_1 , x_2 est fortement non linéaire et sa résolution requiert l'utilisation d'un algorithme de point fixe. Pour initialiser le processus itératif, il est nécessaire de disposer d'une valeur pour $x_2(\ell)$ ou $x_1(\ell)$. Pour cela, on utilise la solution fournie par le modèle de Wagner linéarisé pour des sections asymétriques de (Scolan *et al.*, 1999). On dispose alors d'un moyen de calcul de x_2 pour un jeu donné de valeurs de x_1 sur l'intervalle $[0 : X_1]$. Il est possible de procéder de la même manière pour $x_2 \in [0 : X_2]$. L'équation [12] et son homologue pour x_2 sont ensuite résolues. On en déduit les coefficients $a_j^{(1)}$ et $a_j^{(2)}$, qui nous permettent de recalculer les fonctions $x_2(\ell)$ et $x_1(\ell)$. Ce même processus est répété jusqu'à convergence, où les corrections mouillées finales sont calculées.

2.5. Calcul de la distribution de pression

La pression est donnée par l'équation de Bernoulli $p = -\rho\phi_{,t} - \frac{1}{2}\rho(\nabla\phi)^2$, où ρ est la masse volumique du fluide. Le calcul de $\phi_{,t}$ doit être effectué avec soin, en tenant compte du fait que la transformation conforme dépend du temps :

$$\phi_{,t} = \phi_{,t/(x,y)\text{fixé}} + \phi_{,x}x_{,t} + \phi_{,y}y_{,t}$$
[13]

Si le calcul du terme quadratique ne pose pas de difficulté, sa prise en compte est néanmoins importante. Il permet en effet d'éliminer la singularité que présente le terme linéaire au point de contact. La pression ainsi calculée s'annule en un point situé en amont du point de contact. Ce point définit le support d'intégration qui servira à calculer la force hydrodynamique par intégration de la pression.

2.6. Conservation de la masse

La loi de conservation de la masse peut s'écrire en considérant que la masse déplacée lors de la pénétration du corps à un temps t est celle de la quantité de fluide qui, à t, est située au-dessus du niveau de la surface libre au repos. On a alors :

$$U(x_1 + x_2) = \int_{-\infty}^{-x_1} (\eta_t(x, t) - U) \, dx + \int_{x_2}^{\infty} (\eta_t(x, t) - U) \, dx \qquad [14]$$

 $\eta(x,t)$ représente l'élévation de la surface libre en un point x et au temps t. Le terme de gauche de [14] s'écrit en fonction des A_n en remarquant que :

$$x_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n (-1)^n$$
, et $x_2 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n$ [15]

Dans le terme de droite on substitue $\eta_{,t} - U = \phi_{,y}$ par son expression [8] en fonction des A_n . Ce terme s'écrit alors :

$$\frac{U}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}A_n\left(\int_{-\infty}^{-1}L_n(u)\,du\,+\,\int_1^{\infty}L_n(u)\,du\right)$$
[16]

En utilisant les propriétés importantes :

$$l_{1n} = \int_{-\infty}^{-1} L_n(u) du = (-1)^n \pi, \quad \text{et} \quad l_{2n} = \int_1^{\infty} L_n(u) du = \pi \qquad [17]$$

On montre bien que [14] est vérifiée quel que soit t et que le présent modèle vérifie une loi de conservation de la masse.

3. Résultats de la configuration symétrique

Dans cette section, on s'intéresse aux résultats fournis dans le cas de sections symétriques par le modèle développé en section 2. Ces résultats seront systématiquement comparés à ceux de la méthode de Logvinovich modifiée (MLM) (Korobkin, 2004). Cette méthode qui repose sur une linéarisation de la surface mouillée comme la méthode de Wagner linéarisée permet de calculer de manière fiable les efforts hydrodynamiques. En revanche, le calcul de la distribution de pression avec cette méthode n'est pas très précis.

Dans le cas particulier de l'impact à vitesse constante d'un coin, une solution autosemblable a été développée par (Dobrovol'skaya, 1969). Cette solution sert classiquement de référence dans ce cas.

3.1. Impact d'un coin à vitesse constante

En figure 2, la distribution de pression sur des coins d'angle mort α variant entre 10 et 81 degrés est représentée. Les résultats obtenus (GW) en terme de pression sont identiques à ceux de (Mei *et al.*, 1999). Ils sont comparés aux résultats fournis par la méthode de Logvinovich modifiée (Korobkin, 2004) ainsi qu'à la solution exacte autosemblable (Similarity) de (Dobrovol'skaya, 1969). On voit ici que la présente méthode permet de calculer la distribution de pression de manière satisfaisante pour toutes les valeurs de l'angle mort. La prédiction de la pression pour des angles morts faibles est meilleure que pour un modèle linéarisé dans le sens où le terme $\phi_{,y}$ sur la surface mouillée en particulier est mieux calculé.



Figure 2. Distribution de pression sur un coin. $\alpha = 10^{\circ}$, 20° , 30° , 45° , 60° et 81°

3.2. Impact d'un cylindre

En figure 3a, on représente l'histoire de la force adimensionnée $C_f = F/(\rho U^2 R)$. R représente la demi-largeur de la section. Cette histoire est comparée à l'histoire prédite par MLM, ainsi qu'aux données expérimentales de (Campbell *et al.*, 1980). Les résultats de notre modèle sont en accord avec ceux qui ont été obtenus par MLM aux premiers instants de l'impact. Ils tendent ensuite vers les résultats expérimentaux. En figure 3b, on représente l'histoire de la force adimensionnée comparée à l'histoire prédite par MLM pour un cylindre non circulaire. Dans ce cas, on définit la nouvelle fonction de forme f^* à partir de la fonction de forme f du cylindre circulaire : $f^*(x, y) = f(x, y) (1 + 0.2 \cos(2\pi x))$. On note le bon accord des résultats fournis par les deux modèles. On note également

On note le bon accord des résultats fournis par les deux modèles. On note également que la force atteint un maximum. Celui-ci correspond à l'instant où le point de contact coïncide avec le point de concavité maximale.



Figure 3. *Histoire de la force hydrodynamique : (a) cylindre circulaire, (b) cylindre non circulaire*

3.3. Section de carène

On s'intéresse dans cette section à la carène définie dans (Korobkin *et al.*, 2005). La figure 4a montre les variations en temps de la correction mouillée. Les résultats de MLM sont comparés aux résultats obtenus dans la présente approche. La figure 4b montre l'histoire de la force adimensionnée $F/(\rho U^2 R)$. On note que les résultats concernant la force sont en bon accord aux premiers instants de l'impact ainsi que pour des temps importants avec les résultats de MLM. Pour des temps intermédiaires, qui correspondent au minimum des efforts, cet accord est moins évident.



Figure 4. Carène : (a) corrections mouillées, (b) efforts hydrodynamiques

4. Configuration asymétrique

On considère maintenant l'impact d'une section asymétrique, au travers du cas d'un dièdre d'angle interne α doté d'un angle de gîte δ . L'angle de gîte et la vitesse de chute sont considérés constants au cours de l'impact. Les résultats obtenus en terme de distribution de pression sont représentés en figures 5 et 6. Les résultats de la présente méthode sont comparés à la solution autosemblable de (Semenov *et al.*, 2006) pour $\alpha = 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ$ et $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 20^\circ$ dans chaque cas. L'accord



Figure 5. Distribution de pression sur les deux faces d'un coin lors d'un impact oblique avec $\alpha = 30^\circ$, $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 20^\circ$. Solution autosemblable (trait plein) et par la présente méthode (trait pointillé)

entre les résultats du présent modèle et la solution autosemblable est correct. En particulier la prédiction du maximum de pression est bonne. Aux figures 5a et 6a l'erreur sur ce maximum ne dépasse pas 4 % entre les deux solutions. Aux figures 5b et 6b cette erreur est plus importante mais la contribution à la force hydrodynamique totale de ce côté est moindre.

La position du point de stagnation est bien prédite. Toutefois, le comportement particulier de la distribution de pression en ce point (minimum local) prédit par (Semenov *et al.*, 2006) n'apparaît pas.

Enfin, il est à noter que la distribution de pression présente une singularité à l'apex, ce qui se traduit par une zone de pression négative. Cette singularité est présente dans les deux solutions. Elle est due au fait que l'écoulement est rotationnel dans cette zone, ce dont les deux modèles, formulés en théorie potentielle, ne peuvent rendre compte. Une solution locale, prenant en compte la vorticité, devrait être utilisée dans cette zone afin d'améliorer la prédiction de la pression à l'apex. Une telle solution est proposée dans (Ricardi *et al.*, 2004).

On a montré ici la possibilité de traiter à l'aide de la présente méthode d'un cas particulier d'impact asymétrique. Cette méthode est adaptée pour traiter de



Figure 6. Distribution de pression sur les deux faces d'un coin lors d'un impact oblique avec $\alpha = 60^\circ$, $\delta = 10^\circ$ et $\delta = 20^\circ$. Solution autosemblable (trait plein) et par la présente méthode (trait pointillé)

l'impact de formes asymétriques variées, comme c'est le cas en symétrique, du fait de la polyvalence des transformations conformes.

5. Conclusions

Sur la base des travaux de (Mei *et al.*, 1999) nous avons décrit ici une méthode de Wagner généralisée dont le domaine d'application s'étend à des formes asymétriques. Cela est rendu possible par la transformation systématique du problème en problème d'un écoulement autour d'une plaque plane horizontale, tout en tenant compte de la position géométrique exacte de la surface mouillée. La théorie des problèmes de Riemann-Hilbert est utilisée pour résoudre le problème transformé. Cette manière de procéder est originale par rapport aux approches précédentes (Zhao *et al.*, 1996); (Mei *et al.*, 1999). Si une méthode numérique de type BEM donne généralement des résultats plus précis (pas de linéarisation de la surface libre) que la présente méthode, cette dernière n'est cependant pas dénuée d'intérêt. L'utilisation des transformations conformes présente en effet un certain nombre d'avantages par rapport à une méthode BEM. En premier lieu, cela conduit à l'écriture de systèmes linéaires de taille plus restreinte que dans une approche de type BEM. L'obtention de la distribution de pression sur une section ne nécessite ainsi que quelques secondes de calcul. En

outre, les points de discrétisation se concentrent naturellement aux points de forts changements de géométrie lors des transformations. Enfin, les singularités sont mieux prises en compte que dans une méthode BEM. En effet, la définition analytique des transformations permet de caractériser complètement les singularités qui apparaissent. Enfin, par rapport à une méthode de type Wagner linéarisée, la présente méthode gagne en précision. On a ainsi montré l'accord des résultats qui en découlent avec des résultats connus dans les cas classiques du coin et du cylindre. L'application à des formes moins conventionnelles, ainsi qu'à des formes asymétriques, a également été réalisée. L'utilisation d'un modèle de Wagner généralisé permet d'élargir le domaine de validité en terme de formes et d'angle mort par rapport à un modèle de Wagner linéarisé. Cela présente un intérêt particulier dans l'optique de traiter l'impact de sections déformables.

Dans un cas tridimensionnel les outils fournis par l'analyse complexe ne peuvent plus être utilisés. Le présent modèle peut néanmoins être étendu à des configurations axisymétriques, moyennant un calcul du potentiel de l'écoulement par une méthode autre que celle qui a été développée ici.

Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une thèse CIFRE, financée par Eurocopter-France.

6. Bibliographie

- Borg S., « Some contribution to the wedge-water entry problem », *American Society of Civil Engineering Mechanics Division*, vol. 83, p. 535-547, 1957.
- Campbell I., Weynberg P., « Measurement of parameter affecting slamming », *Technology reports center*, vol. OT-R-8042, p. 318-334, 1980.
- Dobrovol'skaya Z., « On some problems of similarity flow of fluid with free surface », *Journal* of *Fluid Mechanics*, vol. 36, p. 805-829, 1969.
- Gakhov F., Boundary value problem, Pergamon, Oxford, 1966.
- Garabedian P., « Oblique water entry of a wedge », *Communications on Pure and Applied Mathematics*, vol. 6, p. 157-165, 1953.
- Halsey N., « Potential flow analysis of multielement airfoils using conformal mapping », *AIAA Journal*, vol. 17, p. 1281-1289, 1979.
- Iafrati A., « Hydrodynamics of asymmetric wedges impacting the free surface », *ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference*, 2000.
- Judge C., Troesch A., Perlin M., « Initial water impact of a wedge at vertical and oblique angles », *Journal of Engineering Mathematics*, vol. 48, p. 279-303, 2004.
- Korobkin A., « Analytical models of water impact », *European Journal of Applied Mathematics*, vol. 15, p. 821-838, 2004.

- Korobkin A., Malenica S., « Modified Logvinovich model for hydrodynamic loads on asymmetric contours entering water », *The 20th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, 2005.
- Malleron N., Scolan Y.-M., Korobkin A., « Some aspects of a generalized Wagner models », 22th International Workshop on Water Waves an Floating Bodies, 2007.
- Mei X., Liu Y., Yue D., « On the water impact of general two-dimensional sections », *Applied Ocean Research*, vol. 21, p. 1-15, 1999.
- Ricardi G., Iafrati A., « Water impact of an asymmetric floating wedge », *Journal of Engineering Mathematics*, vol. 49, p. 19-39, 2004.
- Scolan Y.-M., Coche E., Coudray T., Fontaine E., « Etude analytique et numérique de l'impact hydrodynamique sur des carènes dissymétriques », 7^e journées de l'hydrodynamique, Marseille, 1999.
- Semenov Y., Iafrati A., « On the nonlinear water entry problem of asymmetric wedges », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 547, p. 231-256, 2006.
- Theodorsen T., Garrick I., « General potential theory of arbityrary wing sections », *NACA Rept.*, vol. 452, p. 177-209, 1933.
- Toyama Y., « Two-dimensional water impact of unsymmetrical bodies », *Journal of the Society* of Naval Architects of Japan, vol. 173, p. 285-291, 1993.
- Vorus W., « A flat cylinder theory for vessel impact and steady planning resistance », *Journal* of Ship Research, vol. 40, p. 89-106, 1996.
- Wagner H., « Über stoss und gleitvorgänge an der oberfläche von flüssigkeiten », Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, vol. 12, p. 193-214, 1932.
- Xu L., Troesch A., Vorus W., « Asymmetric vessel impact and planning hydrodynamics », *Journal of Ship Research*, 1998.
- Zhao R., Faltinsen O., « Water entry of two-dimensional bodies », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 246, p. 593-612, 1992.
- Zhao R., Faltinsen O., Aarsnes J., « Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation », 21th Symposium on Naval Hydrodynamics, 1996.