

4e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

1, 2, 3 mars 1993 - Nantes

**DIFFRACTION-RADIATION AVEC VITESSE D'AVANCE
PAR UNE METHODE DE SINGULARITES DE RANKINE**

J.J. MAISONNEUVE*

P. FERRANT*

G. DELHOMMEAU**

* SIREHNA, Immeuble Atlanpole, 1 rue de la Noë, 44071 NANTES CEDEX 03

** ECOLE CENTRALE DE NANTES, Laboratoire de Mécanique des Fluides, URA 1217 du CNRS, Division Hydrodynamique Navale, 1 rue de la Noë, 44072 NANTES CEDEX 03

Résumé :

Nous présentons dans cette communication les principes de base et les premiers résultats d'un logiciel de calcul de tenue à la mer avec vitesse d'avance basé sur une méthode de singularités de Rankine. Ce logiciel est baptisé **AQUAREVA**. La flexibilité de la méthode permet de tester différents niveaux d'approximation de la condition de surface libre, qui est satisfaite numériquement sur la partie maillée de la surface libre. L'absorption des ondes rayonnées par le corps est basée sur le principe de la nappe absorbante, ce qui permet de satisfaire la condition de radiation sans restriction quant à la valeur du paramètre adimensionnel $\tau = \omega_r U/g$. La formulation et le principe de résolution du problème couplé diffraction-radiation/résistance de vagues sont exposés. Les résultats obtenus en considérant trois niveaux d'approximation du problème linéarisé sans couplage sont ensuite présentés successivement pour un ellipsoïde immergé et pour une carène de Wigley modifiée. La qualité de ces résultats est satisfaisante et permet d'aborder à présent la mise au point du couplage avec le problème de résistance de vagues.

Summary :

A Rankine panel code is presented for the solution of the three-dimensional seakeeping problem with forward speed. This software is named **AQUAREVA**. The flexibility of the method allows various orders of approximation of free surface conditions to be implemented within the same code. The use of an absorbing layer method allows the radiation condition to be fulfilled without restriction regarding the parameter $\tau = \omega_r U/g$. A solution procedure for the coupled seakeeping/wave resistance problem is formulated. Results are then presented for three levels of approximation of the linearised forward speed seakeeping problem without coupling. A submerged ellipsoid and a modified Wigley hull are successively considered. These results are quite satisfactory and the coupling with the wave resistance problem is now being implemented.

I - INTRODUCTION

La résolution du problème de tenue à la mer avec vitesse d'avance est une préoccupation particulièrement importante en architecture navale, puisqu'elle permet de prédire les mouvements d'un navire avançant dans la houle, ainsi que la résistance ajoutée à laquelle doit faire face le système propulsif du navire.

Les premières tentatives de résolution par la théorie des tranches remontent à 1957, avec les travaux de Korvin-Kroukovski et Jacobs [1], et ont été perfectionnées jusqu'en 1970 par Salvesen et al [2]. Le problème tridimensionnel a été abordé dans le domaine fréquentiel par la méthode des singularités de Kelvin en 1977 par Chang [3], puis en 1980 par Guével et Bougis [4], et en 1987 par Wu et Eatock-Taylor [5]. L'intérêt de ce type d'approche est de réduire le domaine de calcul à la carène seule, la condition de surface libre ainsi que la condition de radiation étant satisfaites de façon intrinsèque par la fonction de Green. En revanche, le calcul de cette fonction de Green est coûteux et non encore parfaitement maîtrisé, particulièrement pour les valeurs élevées du paramètre adimensionnel τ .

Des formulations simplifiées ont été développées en négligeant certains termes dans la condition de surface libre [6], [7], [8]. Ces approximations donnent des résultats satisfaisants aux faibles valeurs de τ , mais ne permettent pas de couvrir l'ensemble des besoins pratiques.

Une alternative élégante consiste à résoudre le problème dans le domaine temporel, les résultats fréquentiels étant obtenus par transformée de Fourier des réponses impulsionnelles. La fonction de Green instationnaire exploitée est la même qu'au point fixe, et des méthodes de calcul rapide ont été développées [9]. Après les premiers résultats de Liapis et Beck [10], une formulation complète incluant la diffraction a été donnée par King [11] en 1987. Cette approche a été reprise par Lin et Yue [12] qui donnent une somme intéressante de résultats numériques.

Cependant, tout comme dans le domaine des fréquences, l'approche du problème par des singularités de Kelvin rend pratiquement impossible la prise en compte des termes non linéaires et de couplage dans les conditions aux limites. C'est la raison pour laquelle certains auteurs tels Nakos et Sclavounos [13], Bertram [14] se tournent actuellement vers la méthode des singularités de Rankine pour résoudre ce problème.

Cette approche permet de prendre en compte relativement aisément les termes non linéaires dans la condition de surface libre ainsi que les termes de couplage avec le problème de résistance de vagues. Le prix à payer réside principalement dans la mise au point d'une méthode numérique permettant de satisfaire la condition de radiation, ainsi que dans la résolution de systèmes linéaires à coefficients complexes de rang élevé.

Le code de calcul **AQUAREVA** décrit dans cet article appartient à cette dernière famille, l'originalité de l'approche adoptée résidant en particulier dans l'adoption d'une méthode spécifique d'absorption des ondes rayonnées par le navire, devant permettre de traiter le problème couplé diffraction-radiation-résistance de vagues sans contrainte sur la valeur de τ .

Nous donnerons tout d'abord la formulation complète ainsi que la méthode de résolution du problème couplé complet. Le code étant en cours de développement, les résultats numériques présentés dans la suite de l'article concerneront le problème linéarisé sans couplage, trois niveaux successifs d'approximation de la condition de surface libre étant pris en compte.

II - FORMULATION DU PROBLEME

II.1 - NOTATIONS

Les notations suivantes sont utilisées :

A_j : amplitude du mouvement d'indice j ,

(e _j) :	base du repère de référence,
g :	accélération de la pesanteur,
n :	normale au corps généralisée,
p :	pression,
P ₀ :	point du corps au repos,
P ₁ :	position à l'instant t du point P ₀ au cours du mouvement,
U :	vitesse de l'écoulement incident,
V :	vitesse locale de l'écoulement ,
V _E :	vitesse d'entraînement,
(0, x, y, z) :	repère de référence,
α :	coefficient d'amortissement dans la zone absorbante,
φ :	potentiel des vitesses,
φ _w , φ _I , φ _D , φ _{Rj} :	potentiels de résistance de vagues, de houle incidente, de diffraction et de radiation suivant le mouvement j,
ω _h :	période de la houle,
ω _r :	période de rencontre, $\omega_r = \omega_h - \frac{U\omega_h^2}{g} \cos \beta$,
β :	incidence de la houle,
τ = ω _r U/g :	paramètre adimensionnel caractérisant la houle avec vitesse d'avance,
ζ :	hauteur de vagues.

Les termes surmontés d'un ~ sont complexes. L'indice C fait référence à la surface du corps, l'indice SL à la surface libre.

II.2 - LE PROBLEME GENERAL

Les équations régissant l'écoulement sont l'équation de continuité dans le domaine fluide, la condition de surface libre, la condition de glissement sur la carène et une condition de radiation à l'infini. Le problème posé se traduit par la recherche d'un potentiel φ vérifiant ces conditions. De façon à séparer les termes fonction du temps des autres termes, on peut exprimer le potentiel absolu dans le repère moyen en translation de vitesse uniforme U avec le corps. Le problème s'exprime alors de la façon suivante :

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \\ \left. \frac{\partial\phi}{\partial n} = \vec{V}_E \cdot \vec{n} \right|_C \\ \left. \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial\phi}{\partial z} - 2U \frac{\partial^2\phi}{\partial t \partial x} + U^2 \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial V^2}{\partial t} - U \frac{\partial V^2}{\partial x} + \frac{1}{2} \vec{V} \cdot \text{grad } V^2 \right|_{z=\zeta(x,y,t)} = f'(t) \\ \zeta = -\frac{1}{g} \left[\frac{\partial\phi}{\partial t} - U \frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{V^2}{2} - f(t) \right]_{z=\zeta(x,y,t)} \\ \phi \rightarrow \phi_I \text{ potentiel de la houle incidente, à l'infini} \end{array} \right.$$

$$\text{On pose : } (2) \quad \phi = \phi_w + \phi_d$$

où φ_w est un potentiel indépendant du temps et φ_d est un potentiel dépendant du temps. On a de même :

$$(3) \quad \vec{V} = \vec{V}_w + \vec{V}_d \quad \text{où } V_w \text{ est indépendant du temps.}$$

II.3 - POSITION DU PROBLEME INDEPENDANT DU TEMPS

Le potentiel ϕ_w devra donc vérifier :

$$(4) \left\{ \begin{array}{l} \Delta \phi_w = 0 \\ \left. \frac{\partial \phi_w}{\partial n} \right|_c = U \cdot \vec{n} \Big|_c \\ \left. \frac{\partial^2 \phi_w}{\partial x^2} + \frac{g}{U^2} \frac{\partial \phi_w}{\partial z} - \frac{1}{U} \frac{\partial V_w^2}{\partial x} + \frac{1}{2U^2} \vec{V}_w \cdot \vec{\text{grad}} V_w^2 \right|_{z=\zeta_w(x,y)} = 0 \\ \zeta = \frac{1}{g} \left[U \frac{\partial \phi_w}{\partial x} - \frac{V_w^2}{2} \right]_{z=\zeta_w(x,y)} \end{array} \right.$$

Ce problème est rigoureusement identique à celui de la résistance de vagues en eau calme et est pour l'instant entièrement découplé du problème dépendant du temps. Il pourra être résolu à l'ordre d'approximation que l'on souhaite. En particulier, la condition de surface libre pourra être simplifiée à des degrés divers. Pour les termes de couplage, conformément aux hypothèses utilisées en résistance de vagues dans le programme REVA, nous utiliserons la condition de surface libre de type Dawson, où les grandeurs sont calculées dans le plan de la surface libre au repos ($z = 0$) et les dérivées par rapport à z dans le plan de la surface libre sont négligées [15].

II.4 - POSITION DU PROBLEME DEPENDANT DU TEMPS

$$\text{On pose : (5) } \phi_d = \phi_d^1 + 0(\epsilon)$$

où ϕ_d^1 est un potentiel d'ordre 1 par rapport à l'amplitude a de la houle incidente qui définit l'ordre des termes dépendant du temps. Dans ce qui suit, les intégrales sur les surfaces mobiles sont évaluées par un développement en série de Taylor et l'on néglige les termes conduisant à des problèmes d'ordre 2. Par contre, on ne fait aucune hypothèse sur les ordres de grandeur respectifs de ϕ_w et de ϕ_d .

Comme dans le cas de la diffraction-radiation sans vitesse d'avance [16], on peut décomposer le potentiel en :

$$(6) \phi_d^1 = \text{Re} \left(\tilde{\phi}_I + \tilde{\phi}_D + \sum_{j=1}^6 \tilde{A}_j \tilde{\phi}_{Rj} \right) e^{-i\omega_1 t}$$

à l'aide de la notation complexe :

$$F(t) = F^* \cos \omega_1 t + F^{**} \sin \omega_1 t = \text{Re} [\tilde{F} e^{-i\omega_1 t}] \text{ avec } \tilde{F} = F^* + iF^{**}$$

II.4.1 - Problème de diffraction

Le problème de la diffraction consiste donc à rechercher un potentiel ϕ_D vérifiant :

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta \bar{\phi}_D = 0 \\ \left. \frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial n} \right|_C = C_C \\ -\omega_r^2 \bar{\phi}_D + 2i\omega_r U \frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial x} + U^2 \frac{\partial^2 \bar{\phi}_D}{\partial x^2} + g \frac{\partial \bar{\phi}_D}{\partial z} - 2i\omega_r \vec{V}_w \cdot \vec{V}_D \\ \left(-2U \frac{\partial}{\partial x} (\vec{V}_w \cdot \vec{V}_D) + \frac{1}{2} \vec{V}_D \cdot \vec{\text{grad}} V_w^2 + \vec{V}_w \cdot \vec{\text{grad}} (\vec{V}_w \cdot \vec{V}_D) \right) \Big|_{z=0} = 0 \\ \bar{\phi}_D \rightarrow 0 \text{ à l'infini} \end{array} \right.$$

avec $C_C = - \left. \frac{\partial \bar{\phi}_I}{\partial n} \right|_C$, ϕ_I potentiel de la houle incidente d'Airy, de pulsation ω_h dans le repère fixe.

Une fois résolu ce problème pour une amplitude de houle unité, les efforts seront calculés par intégration des pressions au premier ordre :

$$(8) \quad \bar{p} = -\rho \left[-i\omega_r (\bar{\phi}_I + \bar{\phi}_D) - U \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\phi}_I + \bar{\phi}_D) + \vec{V}_w \cdot (\vec{V}_I + \vec{V}_D) \right]$$

Les forces d'excitation sont ensuite obtenues par intégration des pressions sur le corps.

II.4.2 - Problèmes de radiation

Le problème de radiation d'indice j est défini par les mêmes équations que pour la diffraction, avec :

$$C_C = -i\omega_r n_j + m_j$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} m_j = - \left[\vec{\text{grad}} \left(\frac{\partial \bar{\phi}_W}{\partial n} \right) \right] \cdot \vec{e}_j \text{ pour } j = 1, 2, 3 \\ m_j = -i\omega_r n_j - (\vec{e}_{j-3} \wedge \vec{OP}_0) \cdot \vec{\text{grad}} \left(\frac{\partial \bar{\phi}_W}{\partial n} \right) + U \cdot (\vec{e}_{j-3} \wedge \vec{OP}_0) \cdot \vec{n} \text{ pour } j = 4, 5, 6 \end{array} \right.$$

Les pressions sur le corps, une fois calculés les mouvements, sont données par la relation :

$$(9) \quad \bar{p} = -\rho \left[\sum_{j=1}^6 \left(-i\omega_r \bar{\phi}_{Rj} \vec{A}_j - U \vec{A}_j \frac{\partial \bar{\phi}_{Rj}}{\partial x} + \vec{V}_w \cdot \vec{V}_{Rj} \vec{A}_j \right) + \vec{P}_0 \vec{P}_1 \cdot \vec{\text{grad}} \frac{V_w^2}{2} \right]$$

$$\text{avec : } \vec{P}_0 \vec{P}_1 = \sum_{j=1}^3 \vec{A}_j \vec{e}_j + \sum_{j=4}^6 \vec{A}_j (\vec{e}_{j-3} \wedge \vec{OP}_0)$$

Pour un mouvement unitaire, comme dans le cas du problème découplé [16], on peut calculer les masses d'eau ajoutée et les amortissements par intégration des pressions sur le corps.

II.4.3 - Equations du mouvement

Comme dans le cas du problème découplé à vitesse d'avance nulle, les mouvements sont obtenus en résolvant un système linéaire à 6 inconnues complexes :

$$(10) \quad \sum_{j=1}^6 (K_{ij} - \omega_r^2 M_{ij} + i\omega_r B_{ij}) \tilde{A}_j = \tilde{F}_{ex_i}$$

où M_{ij} est la matrice des masses et inerties, incluant les masses et inerties ajoutées,
 B_{ij} est la matrice d'amortissements de radiation,
 et K_{ij} est la matrice de rappel hydrostatique,
 F_{ex_i} est le torseur des efforts d'excitation.

Les mouvements sont proportionnels à l'amplitude de la houle incidente. Les efforts de dérive peuvent ensuite être calculés.

II.5 - ORGANISATION DU CALCUL

Le couplage est effectué de la façon suivante : le calcul de résistance de vagues permet de définir une première position moyenne du corps, ainsi que les quantités locales nécessaires au calcul complet. Le modèle de diffraction-radiation avec vitesse d'avance fournit, à partir de ces quantités et des données concernant la houle, les mouvements et efforts harmoniques, ainsi que les efforts constants (résistance ajoutée). Ces derniers permettent de déduire une nouvelle position moyenne du corps puis la procédure peut être répétée.

III - RESOLUTION NUMERIQUE

III.1 - RESISTANCE DE VAGUES

Le problème indépendant du temps est résolu par une méthode de singularités de Rankine, à l'aide du code REVA, moyennant quelques adaptations mineures. Ce code a déjà été validé dans un certain nombre de cas [15] et permet entre autres de fournir les quantités locales nécessaires à la résolution du problème couplé.

III.2 - METHODE GENERALE DE RESOLUTION DU PROBLEME DE DIFFRACTION-RADIATION AVEC VITESSE D'AVANCE

La résolution du problème dépendant du temps par une méthode de singularités de Rankine a conduit à la réalisation d'un code de calcul dont la structure est maintenant classique : le corps et la surface libre sont maillés en facettes planes. Les équations intégrales sont discrétisées sur ce maillage, les densités de sources étant supposées constantes par facette. La résolution des systèmes linéaires ainsi constitués permet d'obtenir la distribution de sources pour chacun des problèmes élémentaires de radiation et de diffraction. Les coefficients hydrodynamiques et les efforts d'excitation sont ensuite facilement calculés.

L'originalité de la méthode se situe essentiellement dans la prise en compte des termes de vitesse d'avance et de couplage dans la condition de surface libre.

L'une des difficultés consiste à évaluer les coefficients d'influence des dérivées des vitesses, soit analytiquement, soit par différences finies.

La prise en compte d'une symétrie est effectuée de la même façon que dans les méthodes de singularités de Kelvin, ce qui permet de réduire de moitié la taille des systèmes linéaires à résoudre.

III.3 - CONDITION D'ABSORPTION

La condition de radiation est satisfaite en mettant en oeuvre une méthode numérique d'absorption des ondes rayonnées ou diffractées par le corps. Il s'agit d'une application du principe de la nappe absorbante déjà utilisée pour la simulation d'écoulements instationnaires en domaine non borné, par exemple par Cointe (1989) [17].

Dans la pratique, la surface libre est maillée sur un rayon d'environ trois longueurs d'onde autour du corps. Sur une première zone entourant le corps, la condition de surface libre initiale (7) est affichée sans modification. Cette zone s'étend sur une longueur d'onde.

Au delà de cette zone, une condition de surface libre modifiée par un terme amortissant est appliquée :

$$(11) \quad \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi [1 + i \alpha (R)] + (\dots\dots\dots) \right|_{z=0} = 0$$

Le coefficient d'amortissement α varie en fonction de la distance au corps. Une optimisation effectuée en diffraction-radiation au point fixe a permis de sélectionner une loi de variation quadratique :

$$(12) \quad \alpha (R) = \alpha' [(R - R_{SL}) \lambda]^2$$

où R_{SL} est le rayon de la première zone du maillage, λ la longueur d'onde, et α' un paramètre indépendant de la période dont la valeur optimale déterminée numériquement est $\alpha' = 0,7$.

III.4 - MAILLAGE DE LA SURFACE LIBRE

Le couplage nécessite l'utilisation par le code de diffraction-radiation de quantités locales calculées par le code de résistance de vagues, principalement sur la surface libre et la surface du corps. Une solution consiste à interpoler les résultats obtenus sur le maillage "résistance de vagues" de façon à les obtenir dans le maillage "diffraction-radiation". La méthode choisie, a priori plus simple, consiste à utiliser une zone commune de maillage de surface libre pour les deux problèmes et le même maillage du corps. Ceci conduit au type de découpage présenté sur la figure 1 : la zone A dont les dimensions sont indépendantes de la période de houle considérée, servira également de zone de maillage de surface libre pour le problème de la résistance de vagues.

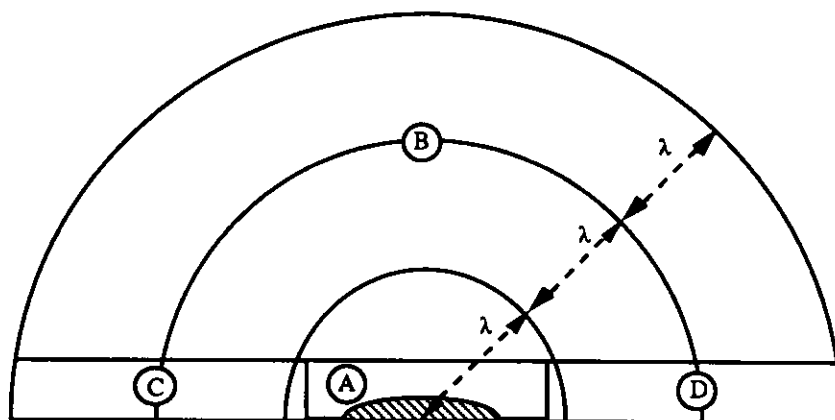


Figure 1 - Structure du maillage de la surface libre sur la moitié du domaine

III.5 - RESOLUTION DES SYSTEMES LINEAIRES

Les applications présentées dans cette communication nécessitent la résolution de systèmes linéaires pleins non symétriques à coefficients complexes dont le rang est supérieur à 1 000. Dans l'état actuel du code, la résolution est effectuée par une méthode directe de Gauss, et représente une part importante du temps global de calcul. Dans le but de réduire ce temps de calcul, différentes méthodes de résolution itérative donnant de bons résultats sur des systèmes linéaires issus de la méthode des singularités de Kelvin ont été testées. Aucune ne donne pour l'instant entière satisfaction. Il semble que la difficulté réside dans l'inhomogénéité des blocs d'inconnues correspondant à la carène et à la surface libre. Nous espérons résoudre ce problème à l'aide d'une procédure itérative gérant indépendamment les blocs de la matrice correspondant à ces deux types d'inconnues. Cette méthode est en cours de mise au point.

IV - RESULTATS

Le code de calcul est en cours de développement. Il permet cependant dans son état actuel de traiter le problème de la diffraction-radiation avec vitesse d'avance en prenant en compte tous les termes de la condition de surface libre, sauf les termes de couplage avec le problème de la résistance de vagues (voir équation (7)). Plusieurs cas tests ont été traités, dont deux sont présentés ici. Les résultats obtenus sont comparés à ceux issus de méthodes de singularités de Kelvin classiques, en mettant en évidence l'influence de chaque terme de la condition de surface libre, ainsi qu'à des résultats obtenus par d'autres méthodes.

IV.1 - ELLIPSOIDE IMMERGE

Le corps considéré est un ellipsoïde de révolution de longueur totale 10 m, de rayon 1 m et dont l'axe est immergé à 1,5 m sous la surface libre. Le maillage du corps est constitué de 192 facettes.

L'une des raisons de ce choix est le fait que, pour un corps immergé, le maillage de surface libre est simple à réaliser, ce qui permet de nombreuses variations de maillage et de schémas numériques. Le maillage final retenu pour le calcul est constitué d'une zone de dimensions fixes autour du corps, et d'une zone complémentaire dépendant de la longueur d'onde de la houle considérée, comme préconisé précédemment. Il est constitué de 1 000 facettes.

Les calculs ont été effectués par houle de face pour un nombre de Froude de 0,2 et une gamme de période de houle allant de 1,5 s à 10 s, ce qui correspond à des périodes de rencontre allant de 0,81 s à 8,87 s ou à des paramètres τ allant de 1,57 à 0,14, la valeur critique $\tau = 1/4$ étant obtenu pour une période de houle de 6,12 s.

Afin de mettre en évidence l'influence de chacun des termes de la condition de surface libre, le calcul a été mené pour les trois types de conditions suivantes :

$$\cdot \text{CSL A : } \phi_z - k_0 \phi = 0,$$

$$\cdot \text{CSL B : } \phi_z - k_0 \phi + 2i \frac{\omega_r U}{g} \phi_x = 0,$$

$$\cdot \text{CSL C : } \phi_z - k_0 \phi + 2i \frac{\omega_r U}{g} \phi_x + \frac{U^2}{g} \phi_{xx} = 0.$$

La condition A correspond à l'approximation "période de rencontre" mise en oeuvre dans le cadre du calcul par une méthode de singularités de Kelvin AQUA+ [8]. La condition de surface libre B permet de prendre en compte le terme en ϕ_x , approche utilisée par A. Grekas [6]. Enfin, la condition C tient compte du terme en ϕ_{xx} et constitue donc la condition complète, sans couplage (J. Bougis [18]). Ces deux dernières conditions de surface libre ont également été intégrées dans le code AQUA+ [19].

Les résultats obtenus avec ces trois conditions de surface libre par AQUAREVA et AQUA+ sont comparés sur la figure 2 pour les masses ajoutées et amortissements en cavalemt et en pilonnement .

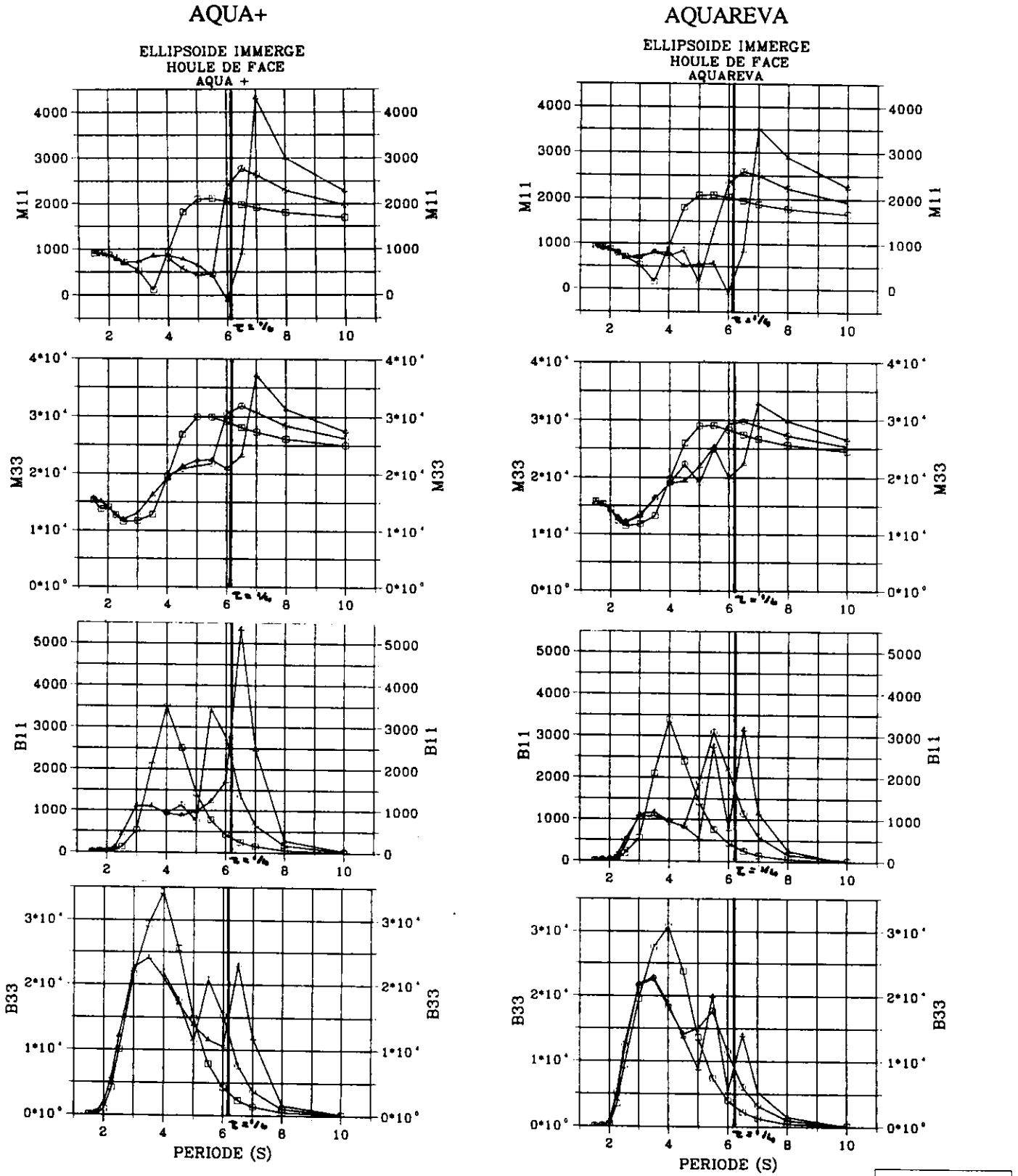


Figure 2 - Masses ajoutées et amortissements en cavalemt et en pilonnement pour les différentes approximations

A → C
 B → B
 C → A

L'influence relative des différents termes est globalement bien représentée, aussi bien aux petites périodes qu'aux grandes. Cependant des instabilités numériques ont été observées avec la condition de surface libre C à l'approche du paramètre τ critique ($T = 6,12$ s). Ces instabilités se traduisent par une solution anormalement oscillante. Il semble que l'évaluation du terme ϕ_{xx} par un schéma de différences finies décentrées amont plutôt qu'un calcul analytique permette de réduire ces oscillations. Les résultats présentés précédemment ont été calculés en utilisant un schéma de différences finies à quatre points.

Les efforts de diffraction sont comparés sur la figure 3 à ceux obtenus par V. Bertram qui utilise également une méthode de singularités de Rankine, limitée aux τ supérieurs à 1/4. Des résultats expérimentaux sont également reportés. L'accord est satisfaisant.

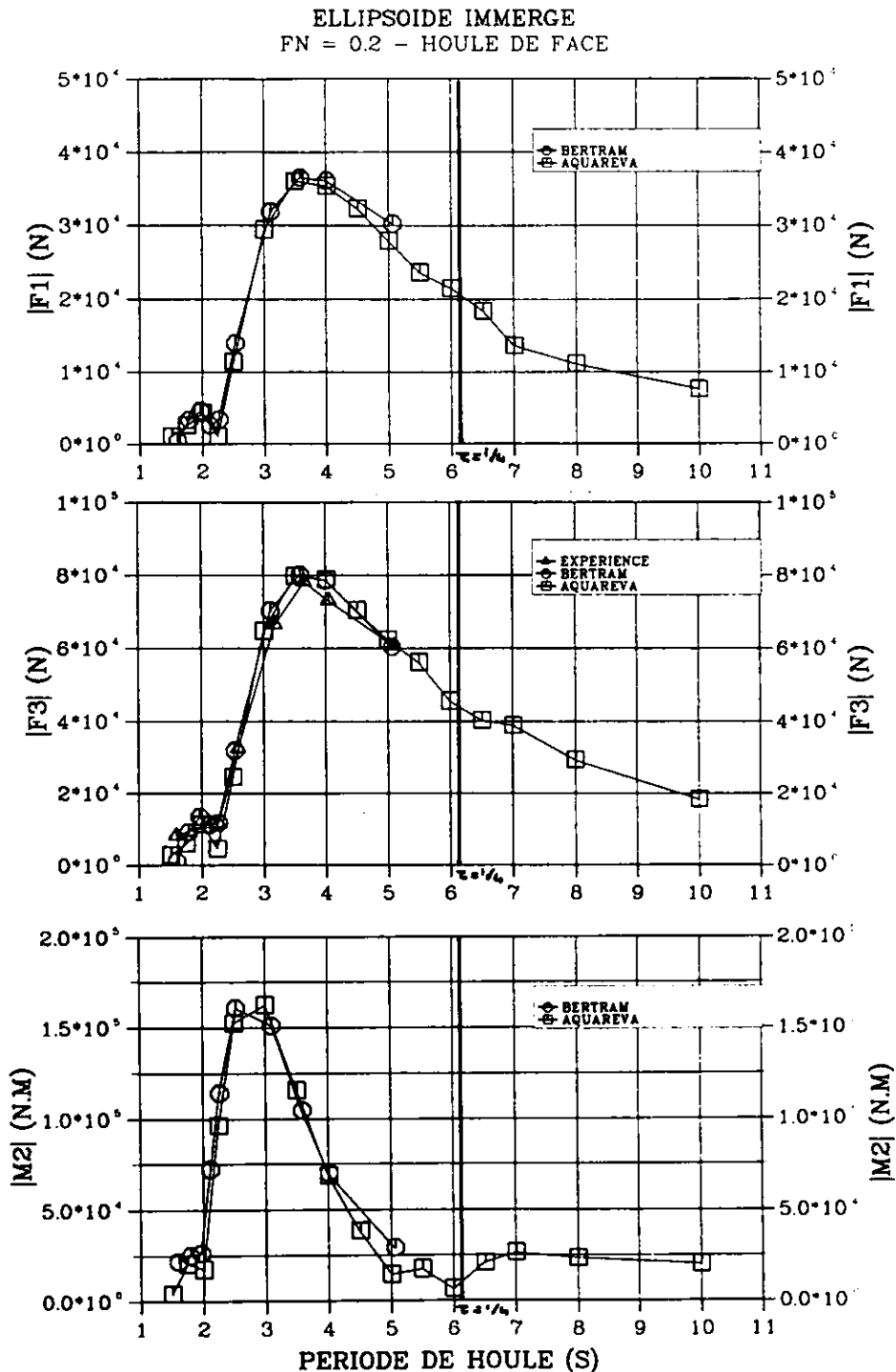


Figure 3 - Comparaison des efforts de diffraction, condition de surface libre C

IV.2 - CARENE DE WIGLEY MODIFIEE

Le deuxième corps étudié est une carène de Wigley modifiée, de longueur totale $L = 80$ m, de largeur $B = 8$ m, de tirant d'eau $T = 5$ m, et dont l'équation est la suivante :

$$(11) \quad y = \frac{B}{2} \left[1 - \left(\frac{z}{T} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right] \left[1 + 0,2 \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right] + \left(\frac{z}{T} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{z}{T} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2x}{L} \right)^2 \right]^4$$

Les premiers essais effectués ont mis en évidence le fait que le corps et la zone de surface libre située au voisinage du corps doivent être maillés assez finement pour obtenir des résultats corrects. Le maillage du corps est donc constitué de 320 facettes alors que la surface libre est maillée en 810 facettes, resserrées autour du corps (figure 4).

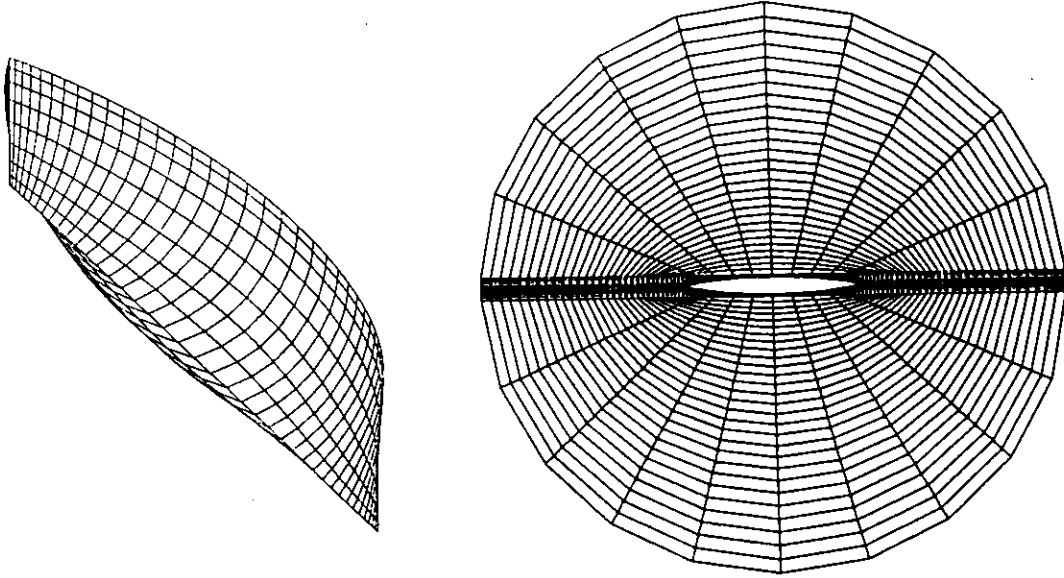


Figure 4 - Maillage de la carène et de la surface libre pour le Wigley modifié

Les calculs ont été effectués par houle de face pour un nombre de Froude de 0,2 et une gamme de périodes de houle allant de 3 s à 36 s, ce qui correspond à des périodes de rencontre allant de 1,37 s à 32,7 s, le paramètre critique $\tau = 1/4$ étant obtenu pour une période de houle de 17,31 s.

Les mêmes essais que pour l'ellipsoïde immergé ont été effectués afin de mettre en évidence l'influence des différents termes de la condition de surface libre. Les conclusions sont sensiblement les mêmes, les problèmes numériques étant quelque peu accentués dans le cas de la carène de Wigley. A l'extérieur de la zone entourant la période critique, les résultats sont en accord avec ceux des méthodes de singularités de Kelvin.

La figure 5 présente les masses ajoutées et les amortissements en pilonnement et en tangage, comparés à ceux obtenus par AQUA+ en utilisant la formulation de J. Bougis et à ceux issus d'une approche instationnaire mise en oeuvre par Lin et Yue [12].

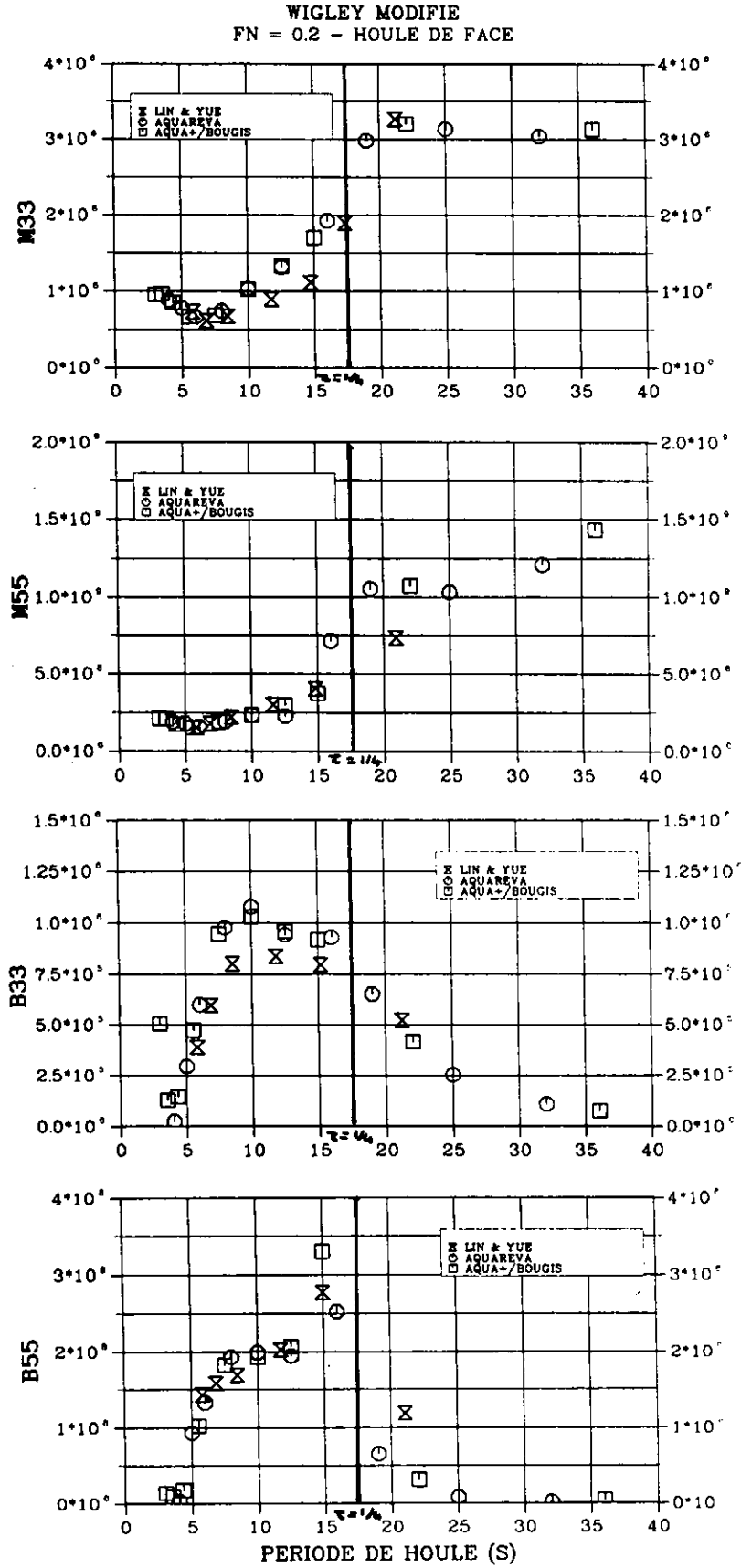


Figure 5 - Masses ajoutées et amortissements en pilonnement et en tangage

V - CONCLUSION

Les premières étapes de la réalisation d'un code de diffraction-radiation avec vitesse d'avance permettant de prendre en compte les interactions entre résistance de vagues et tenue à la mer ont été franchies, à l'aide d'une méthode de singularités de Rankine. Le problème de la diffraction-radiation pure, avec vitesse d'avance, peut d'ores et déjà être traité, aussi bien aux grands τ ($> 1/4$) qu'aux petits τ ($< 1/4$). Les temps de calcul du code actuel sont légèrement inférieurs à ceux des méthodes de singularités de Kelvin permettant de traiter le problème équivalent, mais doivent pouvoir être diminués sensiblement. Quelques difficultés numériques subsistent cependant, notamment pour la prise en compte de certains termes de la condition de surface libre, à l'approche du τ critique ($\tau = 1/4$), et devront être étudiés plus précisément. Il reste également à effectuer le couplage, par adjonction de termes supplémentaires issus du problème de la résistance de vagues dans la condition de surface libre du problème de diffraction-radiation. Enfin, des cas tests significatifs devront être traités de façon à se forger une expérience de la méthode, notamment en ce qui concerne le maillage de la surface libre, et à cerner ses limites.

VI - REMERCIEMENTS

Ces travaux sont réalisés dans le cadre d'un contrat avec la Direction des Recherches, Etudes et Techniques de la DGA. Que cet organisme en soit remercié.

VII - REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] B.V. Korvin-Kroukowski and W.R. Jacobs, "Pitching and heaving motions of a ship in waves" - Trans. SNAME, Vol. 65, 1957
- [2] N. Salvesen et al, "Ship motions and sea loads" - Trans. SNAME, Vol. 78, 1970
- [3] M.S. Chang, "Computation of three-dimensional ship motions with forward speed" - 2nd Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, University of California, Bekerley, 1977
- [4] P. Guevel and R. Bougis, "Ship motions with forward speed in infinite depth" - Int. Shipbuilding Progress, Vol. 29, 1982
- [5] G.X. Wu and R.Eatock Taylor, "A Green's function form for ship motions at forward speed" - Int. Shipbuilding Progress, Vol. 34, 1987
- [6] A. Grekas, "Contribution à l'étude théorique et expérimentale des efforts du second ordre et du comportement dynamique d'une structure marine sollicitée par une houle régulière et un courant" - Thèse de Docteur-Ingénieur, ENSM Nantes, 1981
- [7] R.H.M. Huijsmans, A.J. Hermans, "A fast algorithm for computation of 3-D ship motions at moderate forward speed" - 4 Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics - Washington - 1985
- [8] G. Delhommeau, J.M. Kobus, "Méthode approchée de calcul du comportement sur houle avec vitesse d'avance" - Bulletin de l'ATMA n° 87, ATMA, Paris - 1987
- [9] P. Ferrant, "A fast computational method for time-domain analysis of 3D wave-body interactions", Third Int. Workshop on water waves and floating bodies, Woods Hole, Massachussets - 1988
- [10] S.J. Liapis and R.F. Beck, "Seakeeping computations using time-domain analysis", Proceedings of the Fourth International Symposium on Numerical Hydrodynamics, National Academy of Sciences, Washington, D.C., 1985, pp 34-54
- [11] B.K. King, "Time-domain analysis of wave exciting forces on ships and bodies", Report n° 306, Department of Naval Architecture and Marine Engineering, The University of Michigan, 1987

- [12] W.M. Lin and D. Yue, "Numerical solutions for large-amplitude ship motions in the time domain" - Eighteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, 1990, The University of Michigan, Ann Arbor
- [13] P. Sclavounos and D. Nakos, "Ship motions by a three dimensional Rankine panel method" - Eighteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, 1990, The University of Michigan, Ann Arbor
- [14] V. Bertram, "A Rankine source approach to forward speed diffraction problems" - The 5th International Workshop on Water Waves and Floating bodies - Manchester - England - March 1990
- [15] J.J. Maisonneuve, "Résolution du problème de la résistance de vagues des navires par une méthode de singularités de Rankine" - Thèse de Doctorat - ENSM Nantes, 1989
- [16] G. Delhommeau, "Les problèmes de diffraction-radiation et de résistance de vagues - Etude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités" - Thèse de Doctorat ès-Sciences - ENSM Nantes, 1987
- [17] R. Cointe, "Quelques aspects de la simulation numérique d'un canal à houle" - Thèse de Doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1989
- [18] J. Bougis, "Etude de la diffraction-radiation dans le cas d'un flotteur indéformable animé d'une vitesse moyenne constante et sollicité par une houle sinusoïdale de faible amplitude" - Thèse de Docteur-Ingénieur - ENSM Nantes, 1980
- [19] G. Delhommeau, B. Alessandrini, F. Villéger, "Comparaison de différentes approximations du problème de diffraction-radiation avec vitesse d'avance", Troisièmes Journées de l'Hydrodynamique, Grenoble, 1991.