

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

Méthode de panneaux quadratiques pour la résolution du problème de la tenue à la mer avec vitesse d'avance (comparaison avec l'approximation de fréquence de rencontre)

X.B. CHEN¹, M. GUILBAUD², L. DIEBOLD² et Y. DOUTRELEAU³

¹Bureau Veritas, DR, 17bis, Place des Reflets, 92000 Courbevoie, France
Fax: 01-4291.3395, Email: xiao-bo.chen@bureauveritas.com

²LEA-CEAT, Université de Poitiers, 86036 Poitiers, France
Fax: 05-4936.6001, Email: michel.guilbaud@lea.univ-poitiers.fr

³ENSIETA, 2 rue François Verny, 29806 BREST Cedex 9, FRANCE.

Résumé

Nous présentons ici une méthode numérique pour résoudre le problème de diffraction-radiation avec vitesse d'avance dans le cas d'un corps de géométrie quelconque. Cette méthode consiste à représenter la surface de la carène par des panneaux *courbes* sur lesquels la distribution de singularités a un ordre de variation quadratique. Les coefficients d'influence intervenant dans les équations intégrales sont évalués par l'algorithme de Gauss-Legendre en utilisant les nouvelles formulations de la fonction de Green. En guise de validations, nous comparons nos résultats aux solutions analytiques existant dans la littérature ou aux mesures expérimentales relevées lors de campagnes d'essais en bassin. Enfin, nous menons une analyse critique de l'approximation de *fréquence de rencontre*, couramment utilisée dans la pratique, en dégageant les différences notables obtenues entre notre méthode et cette approximation.

Abstract

We present here a new numerical method to solve the three-dimensional problem of wave diffraction-radiation around a body of arbitrary geometry advancing with a constant speed. Based on a representation of ship hull by curved patches on which a quadratic distribution of singularities is supposed, the influence coefficients involved in the kernel integral equation are evaluated by Gauss-Legendre rule using the new formulation for the Green function. The comprehensive validation is realised by making comparison with existing analytical solutions and experimental measurements. Finally, some analyse on the *encounter-frequency* approximation commonly used in practice is presented together with the illustrations of numerical results.

1 Introduction

La solution du problème de diffraction-radiation d'un corps flottant animé d'une vitesse d'avance est d'une importance majeure dans la pratique, notamment pour les navires rapides, pour la maîtrise du comportement dynamique du navire et le calcul des efforts exercés par la houle. Ce problème de la tenue à la mer avec vitesse d'avance a donc été l'objet de nombreuses études théoriques et de développements numériques. La méthode des tranches développée par Korvin-Kroukowsky (1955) est le premier modèle numérique fondé sur une approximation bidimensionnelle de l'écoulement exploitant l'éclatement des navires conventionnels (Salvesen, Tuck et Faltinsen [1]). Depuis, des efforts importants ont été consacrés au développement des modèles tri-dimensionnels qui sont fort semblables et tous fondés sur la méthode des singularités utilisant la fonction de Green associée à la condition de surface libre linéarisée (Chang [2], Guével and Bougis [3], Inglis and Price [4], Wu and Eatock Taylor [5] et Iwashita and Ohkusu [6]). Or, ces méthodes de singularités souffrent de difficultés fondamentales associées à l'évaluation numérique de la fonction de Green et de ses dérivées, et à l'intégration de ces fonctions sur des facettes et le long des segments de ligne de flottaison. Les travaux récents réalisés par Chen et Wu [7] démontrent que la fonction de Green est extrêmement oscillatoire quand le point influencé se situe près de la demi-droite avale du point source (point influençant). Elle devient singulière lorsque le point source touche la surface libre. Ces difficultés notoires constituent une véritable pierre d'achoppement qui a empêché le développement d'une méthode des singularités fiable et pratique. Le nombre très faible, reconnu insuffisant, de facettes employées et la grande dispersion des résultats obtenus par les différents auteurs illustrent les difficultés numériques rencontrées dans ces méthodes des singularités classiques.

Une autre méthode de résolution du problème de la tenue à la mer formulée récemment par Noblesse, Chen et Yang (1995-1999) (une des premières études est présentée dans [18]) adopte l'approche classique de Kochin (1937, 1940) qui consiste à considérer l'écoulement généré par une distribution de singularités. Ainsi, la fonction de Green n'est pas explicitement évaluée dans cette méthode dite de Fourier-Kochin, et les difficultés associées à la singularité complexe de cette fonction et de ses dérivées sont donc évitées. Si cette méthode a eu des succès dans le prolongement lointain d'un écoulement proche (Noblesse, Yang, Löhner et Hendrix [8]), la mise en oeuvre de cette méthode en utilisant la représentation de la carène et de la ligne de flottaison par des facettes et des segments n'a pas encore été faite à cause du temps de calcul excessif dans l'évaluation des coefficients d'influence.

Afin de réduire le temps d'exécution, une nouvelle méthode, aux résultats prometteurs, fondée d'une part sur une nouvelle formulation de la fonction de Green avec vitesse d'avance donnée dans [9] et d'autre part sur une représentation de la carène par des panneaux quadratiques, a été récemment développée par Chen, Diebold et Doutreleau [10]. Une version améliorée de cette méthode est présentée ici et confrontée à de nouveaux résultats de comparaison. Parmi ceux-ci, nous citerons tout d'abord les solutions semi-analytiques de Wu [11] développées pour le cas d'une sphère immergée animée d'une vitesse d'avance et soumise à une houle incidente. En particulier, les effets de linéarisation autour des écoulements constant ou double-modèle pour la condition de glissement seront étudiés. Ensuite, nous considérerons le cas d'un demi-ellipsoïde, plus représentatif car perçant la surface libre, animé d'une vitesse d'avance et soumis à une houle incidente. Nous bénéficions, pour cette configuration, de résultats numériques (Boin [12]). Enfin, nous traiterons le cas d'une carène de Wigley, animée d'une vitesse d'avance et soumise à une houle incidente, pour laquelle nous bénéficions de mesures expérimentales relevées par Journée [13] lors de campagnes d'essais en bassin. Pour ce dernier cas, nous donnerons aussi les résultats obtenus par l'approximation de *fréquence de rencontre*, ce qui nous permettra d'en mener une analyse critique.

2 Formulation du problème et la méthode de singularités

Nous nous plaçons dans le système de coordonnées lié au navire qui avance dans la direction positive de l'axe- x avec une vitesse U . Dans ce système de référence mobile, le plan (x, y) coïncide avec la surface libre moyenne et l'axe- z est orienté verticalement vers le haut. La profondeur d'eau est considérée comme infinie. En admettant les hypothèses de fluide parfait, d'écoulement irrotationnel et de faibles perturbations (en ignorant la *tension superficielle* de la surface libre ainsi que l'effet de *viscosité* du fluide), nous pouvons décrire l'écoulement autour du corps par le potentiel de vitesse $\Phi(x, y, z, t)$ qui peut s'écrire classiquement comme une somme du potentiel stationnaire $\bar{\phi}$ et du potentiel instationnaire harmonique en temps ϕ :

$$\Phi = U(\bar{\phi} - x) + \Re_e\{\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}\}. \quad (1)$$

Un résumé des équations différentielles ainsi que des équations intégrales satisfaites par $\phi(x, y, z)$ via l'application des identités de Green est donné par la suite.

2.1 Equations différentielles

Le potentiel stationnaire $\bar{\phi}$ et le potentiel instationnaire ϕ satisfont l'équation de Laplace dans le domaine fluide et une condition de radiation à l'infini. En particulier, le potentiel stationnaire (dit de Neumann-Kelvin) satisfait :

$$\bar{\phi}_z + (U^2/g)\bar{\phi}_{xx} = 0 \quad \text{et} \quad \bar{\phi}_n = n_1 \quad (2)$$

sur la surface libre ($z=0$) et sur la carène H , respectivement. Dans (2), g est l'accélération gravitaire et $\bar{\phi}_{z, n_1, xx}$ désignent respectivement les dérivées premières de $\bar{\phi}$ par rapport à z et n , et la dérivée seconde de $\bar{\phi}$ par rapport à x . La normale $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ sur H est définie positive vers le fluide.

Le potentiel instationnaire est exprimé comme la somme des composantes suivantes :

$$\phi = \sum_{j=1}^6 a_j \phi_j + a_0(\phi_0 + \phi_7) \quad (3)$$

dans laquelle $\phi_{1,2,\dots,6}$ désignent les potentiels de radiation correspondant aux oscillations dans les 6 degrés de libertés et $a_{1,2,\dots,6}$ leurs amplitudes. Le potentiel ϕ_0 de la houle incidente est donné par :

$$\phi_0 = -(g/\omega_0)e^{k_0[z+i(x \cos \beta_0 + y \sin \beta_0)]} \quad (4)$$

avec pour nombre d'onde $k_0 = \omega_0^2/g$ associé à la fréquence ω_0 de la houle. L'angle β_0 est l'angle d'incidence de la houle. Le potentiel de diffraction ϕ_7 est associé à l'amplitude a_0 de la houle.

Les potentiels de radiation et de diffraction satisfont la condition linéarisée donnée par l'équation (3.23) dans Newman [14] :

$$\mathcal{L}(U\mathbf{W})\phi_j = 0 \quad (5)$$

sur la surface libre $z=\bar{\zeta}$ déformée par un écoulement de base stationnaire et représenté par \mathbf{W} (Eq. 3.15 dans [14]). Dans (5), \mathcal{L} est un opérateur linéaire dépendant de $U\mathbf{W}$ appliqué aux ϕ_j . Si l'écoulement constant est choisi comme celui de base ($\mathbf{W} = -\mathbf{e}_x$), la condition (5) se réduit à :

$$[\partial_z - k + i2\tau\partial_x + (U^2/g)\partial_{xx}]\phi_j = 0 \quad (6)$$

sur $z=0$. Dans (6), $\tau = U\omega/g$ est le nombre de Brard et $k = \omega^2/g$ le nombre d'onde associé à la fréquence de rencontre ω définie par la relation $\omega = \omega_0[1 - (U\omega_0/g) \cos \beta_0]$.

Sur la surface de la carène H , nous avons :

$$\partial\phi_j/\partial n = \begin{cases} -i\omega n_j + Um_j & j = 1, 2, \dots, 6 \\ -\partial\phi_0/\partial n & j = 7 \end{cases} \quad (7)$$

avec les composantes de la normale généralisée :

$$(n_1, n_2, n_3) = \mathbf{n} \quad \text{et} \quad (n_4, n_5, n_6) = \mathbf{X} \times \mathbf{n} \quad (8a)$$

et les m_j termes définis par :

$$(m_1, m_2, m_3) = -(\mathbf{n} \cdot \nabla)\mathbf{W} \quad \text{et} \quad (m_4, m_5, m_6) = -(\mathbf{n} \cdot \nabla)(\mathbf{X} \times \mathbf{W}) \quad (8b)$$

dépendent du vecteur position $\mathbf{X} = (x, y, z)$ sur H et de l'écoulement stationnaire $\bar{\phi}$ via :

$$\mathbf{W} = \nabla(\bar{\phi}_0 - x). \quad (9)$$

D'une manière cohérente, l'écoulement stationnaire de base $\bar{\phi}_0$ doit être le même dans la condition de glissement (7) sur H (via les m_j termes) que dans la condition de surface libre (5). Or, il y a peu d'études dans lesquelles un écoulement autre que celui constant ($\bar{\phi}_0 = 0$) est utilisé à cause de la complexité de (5), du calcul de l'écoulement stationnaire satisfaisant (2) et de ses dérivées d'ordres supérieurs sur la surface libre et dans les m_j termes (8). Seulement récemment, les m_j termes dérivés de l'écoulement

de Neumann-Kelvin ont été utilisés dans le calcul du potentiel instationnaire harmonique par [11] dans le cas d'une sphère immergée, tout en conservant la condition de surface libre linéarisée par rapport à l'écoulement constant (6). En supposant une faible vitesse d'avance, Chen & Malenica [15] utilisent l'écoulement double-modèle comme celui de base dans les conditions sur H et sur $z = 0$. Le potentiel de l'écoulement double-modèle satisfait les conditions aux limites :

$$\partial\bar{\phi}_0/\partial z = 0 \quad \text{et} \quad \partial\bar{\phi}_0/\partial n = n_1 \quad (10)$$

sur $z=0$ et sur H respectivement. Malgré ses limitations, nous allons utiliser le potentiel de l'écoulement double-modèle dans le calcul des m_j termes tout en gardant la condition classique de surface libre (6) en $z=0$.

2.2 Equations intégrales

En appliquant le théorème de Green, le potentiel de l'écoulement ϕ (ϕ_j avec $j = 1, 2, \dots, 7$) peut s'écrire comme la solution de l'équation intégrale :

$$\phi(\vec{\xi})/2 + \chi(\vec{\xi}) = \psi(\vec{\xi}) \quad (11)$$

pour $\vec{\xi} \subset H$ avec :

$$\begin{aligned} \chi(\vec{\xi}) = & \iint_H \phi(\vec{x})G_n(\vec{\xi}, \vec{x})dS - i2\tau \int_W \phi(\vec{x})G(\vec{\xi}, \vec{x})t_y dl \\ & + (U^2/g) \int_W \left\{ \phi(\vec{x})G_x(\vec{\xi}, \vec{x}) - [\phi_u(\vec{x})c_u + \phi_v(\vec{x})c_v]G(\vec{\xi}, \vec{x}) \right\} t_y dl \end{aligned} \quad (12a)$$

et

$$\psi(\vec{\xi}) = \iint_H \phi_n(\vec{x})G(\vec{\xi}, \vec{x})dS + (U^2/g) \int_W \phi_n(\vec{x})c_n G(\vec{\xi}, \vec{x})t_y dl. \quad (12b)$$

L'intégrale de ligne le long de la flottaison W dans (12) provient de l'application du théorème de Stokes à l'intégrale sur la surface libre. L'identité suivante :

$$\phi_x = \phi_u c_u + \phi_v c_v + \phi_n c_n \quad (13)$$

est utilisée dans (12), où (c_u, c_v, c_n) dépendent de la géométrie de la carène H et sont donnés par (26c) plus loin. Dans (12), t_y est la composante- y du vecteur \vec{t} tangent à la ligne de flottaison, orientée positivement suivant le sens horaire. (ϕ_u, ϕ_v) sont deux dérivées tangentielles de ϕ sur la carène H et ϕ_n la dérivée normale connue par (7). $G(\vec{\xi}, \vec{x})$ est la fonction de Green représentant l'écoulement observé au point $\vec{\xi}$ généré par une source au point \vec{x} . Les formulations données dans [8] sont utilisées pour l'évaluation de $G(\vec{\xi}, \vec{x})$ et de ses dérivées.

2.3 Equation de mouvements

Après la résolution des équations intégrales (11), les pressions données par l'équation de Bernoulli s'écrivent en négligeant les termes du second ordre :

$$p_j = -\rho(-i\omega\phi_j + U\mathbf{W} \cdot \nabla\phi_j) \quad (14)$$

Les coefficients de masse ajoutée (a_{kj}) et d'amortissement (b_{kj}) associés aux potentiels de radiation sont définis par :

$$-\omega^2 a_{kj} - i\omega b_{kj} = - \iint_H p_j \cdot n_k dS \quad (15)$$

pour $k, j = 1, 2, \dots, 6$. Les efforts d'excitation sont définis par :

$$F_k = -a_0 \iint_H (p_0 + p_7) \cdot n_k dS \quad (16)$$

pour $k=1, 2, \dots, 6$. En substituant p_j dans (15) par (14) et en appliquant le théorème de Stokes, Ogilvie & Tuck [16] obtiennent la formulation alternative suivante pour les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement :

$$-\omega^2 a_{kj} - i\omega b_{kj} = -\rho \iint_H (i\omega \cdot n_k - U m_k) \phi_j dS. \quad (17)$$

Cette formulation est intéressante car elle évite d'avoir à évaluer la dérivée du potentiel ϕ_j . Malheureusement, elle ne peut être utilisée dans le cas où l'écoulement de base est l'écoulement constant $\bar{\phi}_0=0$ (donc $\mathbf{W} = -\mathbf{e}_x$) puisque dans son obtention Ogilvie & Tuck [16] utilisent la condition de glissement ($\mathbf{W} \cdot \mathbf{n}=0$) sur la carène. Par contre, elle est applicable dans notre cas où l'écoulement de base est l'écoulement double modèle satisfaisant la condition sur la carène (10). Par conséquent, la condition $\mathbf{W} \cdot \mathbf{n}=0$ d'après (9) est satisfaite.

L'amplitude des mouvements du navire est déterminée par :

$$\sum_{j=1}^6 [-\omega^2 (m_{kj} + a_{kj}) - i\omega b_{kj} + c_{kj}] a_j = F_k \quad (18)$$

pour $k=1, 2, \dots, 6$. Dans (18), m_{kj} et c_{kj} pour $k, j=1, 2, \dots, 6$ désignent respectivement les matrices d'inertie et de raideurs.

3 Méthode de panneaux quadratiques

Contrairement aux méthodes traditionnelles dans lesquelles des facettes planes sont utilisées, nous représentons la surface de la carène par un ensemble de panneaux courbes. La mise en oeuvre de cette méthode est décrite ici.

3.1 Description d'un panneau courbe

La surface de la carène est subdivisée par N_H panneaux. Parmi les N_H panneaux, il y a N_W panneaux touchant la surface libre. La ligne de flottaison est ainsi constituée par N_W segments courbes correspondant aux côtés supérieurs des N_W panneaux touchant la surface libre. La surface de chaque panneau est décrite par la représentation paramétrique suivante :

$$\vec{x} = \sum_{j=1}^9 \vec{x}_j N_j(u, v) \quad \text{avec} \quad -1 \leq (u, v) \leq 1 \quad (19)$$

où \vec{x}_j ($j=1, 2, \dots, 9$) sont les coordonnées des 9 noeuds dont 8 sont placés le long les arrêtes et le 9ème au centre du panneau. Les fonctions de forme $N_j(u, v)$ sont données par :

$$\begin{aligned} 4 N_1(u, v) &= (v-1)v(u-1)u \\ -2 N_2(u, v) &= (v-1)v(u-1)(u+1) \\ 4 N_3(u, v) &= (v-1)v(u+1)u \\ -2 N_4(u, v) &= (v-1)(v+1)(u+1)u \\ 4 N_5(u, v) &= (v+1)v(u+1)u \\ -2 N_6(u, v) &= (v+1)v(u-1)(u+1) \\ 4 N_7(u, v) &= (v+1)v(u-1)u \\ -2 N_8(u, v) &= (v-1)(v+1)(u-1)u \\ N_9(u, v) &= (v-1)(v+1)(u-1)(u+1). \end{aligned} \quad (20)$$

La variation de $\vec{x} = (x, y, z)$ est d'ordre bi-quadratique en u et v . L'élément de frontière ainsi décrit est classiquement appelé élément quadratique complet. On utilise par la suite les propriétés, présentées dans Zienkiewicz & Taylor [17], associées à ce type d'élément couramment utilisé dans la méthode des éléments finis.

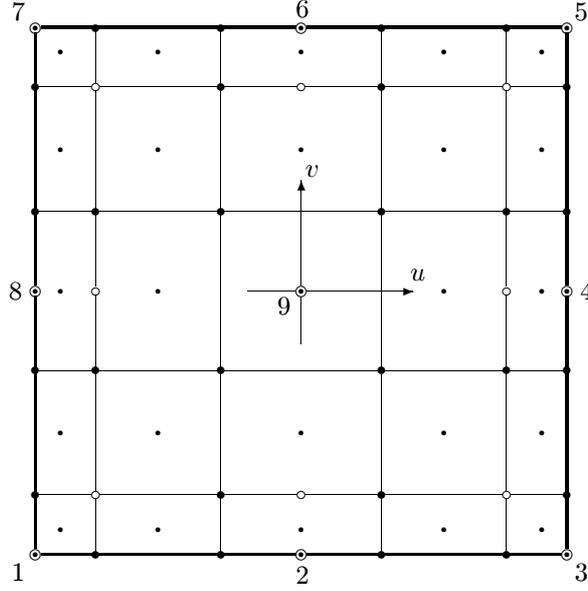
L'élément différentiel $d\vec{l}$ le long duquel v reste constant, peut être défini comme :

$$d\vec{l} = (\partial x / \partial u, \partial y / \partial u, \partial z / \partial u) du. \quad (21a)$$

De même, l'élément différentiel $d\vec{m}$ le long duquel u reste constant, est défini par :

$$d\vec{m} = (\partial x / \partial v, \partial y / \partial v, \partial z / \partial v) dv. \quad (21b)$$

Fig.1: Panneau bi-quadratique et la subdivision utilisée dans l'évaluation des coefficients d'influence



Ainsi l'élément de surface différentiel $d\vec{S}$, orienté suivant la normale du panneau, est défini par le produit vectoriel suivant :

$$d\vec{S} = d\vec{l} \wedge d\vec{m} = \begin{pmatrix} \partial y/\partial u \cdot \partial z/\partial v - \partial z/\partial u \cdot \partial y/\partial v \\ \partial z/\partial u \cdot \partial x/\partial v - \partial x/\partial u \cdot \partial z/\partial v \\ \partial x/\partial u \cdot \partial y/\partial v - \partial y/\partial u \cdot \partial x/\partial v \end{pmatrix} dudv \quad (22)$$

Ainsi l'élément de surface différentiel dS a pour expression :

$$dS = \mathcal{J} dudv \quad \text{avec} \quad \mathcal{J} = \sqrt{EG - F^2} \quad (23a)$$

avec

$$\begin{aligned} E &= (\partial x/\partial u)^2 + (\partial y/\partial u)^2 + (\partial z/\partial u)^2 \\ F &= \partial x/\partial u \cdot \partial x/\partial v + \partial y/\partial u \cdot \partial y/\partial v + \partial z/\partial u \cdot \partial z/\partial v \\ G &= (\partial x/\partial v)^2 + (\partial y/\partial v)^2 + (\partial z/\partial v)^2 . \end{aligned} \quad (23b)$$

Les dérivés premières qui apparaissent dans (21, 21b, 22 et 23b) sont obtenues par différentiation des deux membres de (19) :

$$\partial(x, y, z)/\partial(u, v) = \sum_{i=1}^9 (x_i, y_i, z_i) \partial N_i / \partial(u, v) = \sum_{i=1}^9 (x_i, y_i, z_i) (N_{ui}, N_{vi}) \quad (24a)$$

où (N_{ui}, N_{vi}) avec $i = 1, 2, \dots, 9$ ont pour expression :

$$\begin{aligned} 4 N_{u1} &= (v-1)v(2u-1) & 4 N_{v1} &= (2v-1)(u-1)u \\ -N_{u2} &= (v-1)vu & -2 N_{v2} &= (2v-1)(u-1)(u+1) \\ 4 N_{u3} &= (v-1)v(2u+1) & 4 N_{v3} &= (2v-1)(u+1)u \\ -2 N_{u4} &= (v-1)(v+1)(2u+1) & -N_{v4} &= v(u+1)u \\ 4 N_{u5} &= (v+1)v(2u+1) & 4 N_{v5} &= (2v+1)(u+1)u \\ -N_{u6} &= (v+1)vu & -2 N_{v6} &= (2v+1)(u-1)(u+1) \\ 4 N_{u7} &= (v+1)v(2u-1) & 4 N_{v7} &= (2v+1)(u-1)u \\ -2 N_{u8} &= (v-1)(v+1)(2u-1) & -N_{v8} &= v(u-1)u \\ N_{u9} &= (v-1)(v+1)2u & N_{v9} &= 2v(u-1)(u+1) \end{aligned} \quad (24b)$$

obtenues en dérivant les fonctions de forme $N_i(u, v)$ (20) par rapport aux coordonnées (u, v) .

3.2 Représentation du potentiel sur un panneau

La représentation du potentiel des vitesses reprend le formalisme décrit ci-dessus pour la carène. De plus, nous choisissons comme noeuds d'interpolation les noeuds géométriques utilisés pour les fonctions de forme. Ce type de représentation est dit isoparamétrique. Nous décomposons donc le potentiel et ses deux dérivées tangentielles (ϕ_u, ϕ_v) comme suit :

$$\phi(u, v) = \sum_{j=1}^9 \phi_j N_j(u, v) \quad \text{et} \quad (\phi_u, \phi_v) = \sum_{j=1}^9 \phi_j (N_{uj}, N_{vj}) \quad (25a)$$

en utilisant seulement les valeurs de ϕ_j ($j = 1, 2, \dots, 9$) aux 9 noeuds. Les dérivées premières de ϕ dans le système de coordonnées globale sont déterminées par l'identité :

$$(\phi_x, \phi_y, \phi_z)^t = T(\phi_u, \phi_v, \phi_n)^t \quad (26a)$$

où l'exposant $(\cdot)^t$ désigne l'opération de transposition du vecteur, et T la matrice suivante :

$$T = [T_{ij}, (i, j) = 1, 2, 3] = \begin{bmatrix} x_u & y_u & z_u \\ x_v & y_v & z_v \\ n_1 & n_2 & n_3 \end{bmatrix}^{-1} \quad (26b)$$

Dans (26b), $(x, y, z)_{u,v}$ désignent les dérivées des coordonnées (x, y, z) par rapport aux coordonnées curvilignes (u, v) . Les valeurs de (c_u, c_v, c_n) sont donc :

$$(c_u, c_v, c_n) = (T_{11}, T_{12}, T_{13}) \quad (26c)$$

et sont utilisées dans les équations intégrales (12).

3.3 Equations intégrales d'après la méthode de Galerkin

A l'aide de la représentation isoparamétrique décrite ci-dessus, nous allons détailler la discrétisation des équations intégrales (11) pour un point $\vec{\xi}(u, v)$ sur le l ème panneau. Les termes du membre de gauche de (11) deviennent alors :

$$\frac{1}{2} \sum_{j=1}^9 N_j(\vec{\xi}) \phi_j^l + \sum_{k=1}^{N_H} \sum_{j=1}^9 C_j^k(\vec{\xi}) \phi_j^k + \sum_{k=1}^{N_W} \sum_{j=1}^9 W_j^k(\vec{\xi}) \phi_j^k \quad (27a)$$

et ceux du membre droite :

$$\sum_{k=1}^{N_H} \sum_{j=1}^9 D_j^k(\vec{\xi}) \phi_{nj}^k + \sum_{k=1}^{N_W} \sum_{j=1}^9 B_j^k(\vec{\xi}) \phi_{nj}^k \quad (27b)$$

avec les coefficients définis par :

$$C_j^k(\vec{\xi}) = \iint_{s_k} N_j(\vec{x}) G_n(\vec{\xi}, \vec{x}) dS(\vec{x}) \quad (27c)$$

$$\begin{aligned} W_j^k(\vec{\xi}) &= -i2\tau \int_{w_k} N_j(\vec{x}) G(\vec{\xi}, \vec{x}) t_y dl(\vec{x}) \\ &+ (U^2/g) \int_{w_k} \left\{ N_j(\vec{x}) G_x(\vec{\xi}, \vec{x}) - [c_u N_{uj}(\vec{x}) + c_v N_{vj}(\vec{x})] G(\vec{\xi}, \vec{x}) \right\} t_y dl(\vec{x}) \end{aligned} \quad (27d)$$

$$D_j^k(\vec{\xi}) = \iint_{s_k} N_j(\vec{x}) G(\vec{\xi}, \vec{x}) dS(\vec{x}) \quad (27e)$$

$$B_j^k(\vec{\xi}) = (U^2/g) \int_{w_k} c_n N_j(\vec{x}) G(\vec{\xi}, \vec{x}) t_y dl(\vec{x}). \quad (27f)$$

Dans les équations ci-dessus, s_k et w_k représentent la surface du k ème panneau et le segment de flottaison du k ème panneau qui touche la surface libre.

Nous intégrons alors, sur le l ème panneau, les deux membres des équations intégrales (27) et (27b) après les avoir multipliés par les 9 fonctions de forme sur le l ème panneau. Cette collocation par domaine de type Galerkin nous donne :

$$\sum_{k=1}^{N_H} \sum_{j=1}^9 C_{ji}^{kl} \phi_j^k + \sum_{k=1}^{N_W} \sum_{j=1}^9 \mathcal{W}_{ji}^{kl} \phi_j^k = \sum_{k=1}^{N_H} \sum_{j=1}^9 \mathcal{D}_{ji}^{kl} \phi_{nj}^k + \sum_{k=1}^{N_W} \sum_{j=1}^9 \mathcal{B}_{ji}^{kl} \phi_{nj}^k \quad (28)$$

pour $l=1, 2, \dots, N_H$ et $i=1, 2, \dots, 9$. Les coefficients d'influence ont pour expression :

$$C_{ji}^{kl} = \iint_{s_l} N_i(\vec{\xi}) [C_j^k(\vec{\xi}) + \frac{\delta_{lk}}{2} N_j(\vec{\xi})] dS(\vec{\xi}) \quad (29a)$$

$$\mathcal{W}_{ji}^{kl} = \iint_{s_l} N_i(\vec{\xi}) W_j^k(\vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \quad (29b)$$

$$\mathcal{D}_{ji}^{kl} = \iint_{s_l} N_i(\vec{\xi}) D_j^k(\vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \quad (29c)$$

$$\mathcal{B}_{ji}^{kl} = \iint_{s_l} N_i(\vec{\xi}) B_j^k(\vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \quad (29d)$$

avec $\delta_{lk}=1$ pour $l=k$ sinon $\delta_{lk}=0$.

Enfin, nous adoptons la notation suivante :

$$J = (j, k) \quad \text{et} \quad I = (i, l) \quad (30)$$

pour représenter la connexion entre le j ème noeud du k ème panneau (i ème noeud du l ème panneau) et le J ème point (I ème point) dans la numération des N_P points constituant les N_H panneaux courbes de la carène. Cette connexion nous permet d'arranger les équations (28) comme suit :

$$\sum_{J=1}^{N_P} M_{IJ} \phi_J = F_I \quad \text{pour} \quad I = 1, 2, \dots, N_P \quad (31a)$$

avec

$$M_{IJ} = \sum_{I=(i,l); J=(j,k)} C_{ji}^{kl} + \sum_{I=(i,l); J=(j,k)} \mathcal{W}_{ji}^{kl} \quad (31b)$$

$$F_I = \sum_{I=(i,l)} \left\{ \sum_{k=1}^{N_H} \sum_{j=1}^9 \mathcal{D}_{ji}^{kl} \phi_{nj}^k + \sum_{k=1}^{N_W} \sum_{j=1}^9 \mathcal{B}_{ji}^{kl} \phi_{nj}^k \right\}. \quad (31c)$$

La matrice M_{IJ} dans (31) est donc carrée et sa taille est égale au nombre total de points N_P utilisés dans les N_H panneaux représentant la carène. Le système linéaire ainsi défini (31) peut être résolu par la méthode de Gauss ou par une approche itérative.

3.4 Evaluation des coefficients d'influence

Une des particularités dans la méthode des panneaux courbes considérée ici est la subdivision de la surface en sous-panneaux de taille plus petite. Cette subdivision est nécessaire dans la procédure de calcul des coefficients d'influence. Illustré par la Fig.1, le panneau est subdivisé en 5×5 sous-panneaux dont le point de référence (près du centre de chaque sous-panneau) est déterminé par les coordonnées des 5×5 points d'interpolation de Gauss-Legendre dans l'intervalle $[-1 : 1] \times [-1 : 1]$. Les coordonnées des 3×3 points d'interpolation de Gauss-Legendre dans l'intervalle $[-1 : 1] \times [-1 : 1]$ sont utilisées pour définir les arrêtes des sous-panneaux.

Les coefficients d'influence définis par (29) sont obtenus par une double intégration sur le panneau influençant (k ème) ou le segment de flottaison influençant (du k ème panneau) et sur le panneau influencé (l ème). L'intégrand contient la j ème fonction de forme du k ème panneau et la i ème fonction de forme du l ème panneau, en plus de la fonction de Green et de son gradient. Suivant la formulation présentée dans [9] la fonction de Green se décompose en une partie de Rankine, des composantes locale, de vagues, et une composante complémentaire pour $\tau > 1/4$ (la somme des trois dernières composantes représente les effets de surface libre). L'intégration des composantes locale et complémentaire est en général facile

(par points de Gauss) car elles ne sont pas oscillatoires. Par contre, le niveau de difficulté numérique augmente quand nous traitons la partie de Rankine et la composante de vagues.

La partie de Rankine n'intervient que dans la double intégration sur les panneaux influençant et influencé. En effet, la composante de Rankine est nulle sur la ligne de flottaison suivant la décomposition dans [9]. L'intégration sur le panneau influençant est effectuée par une approche mixte. Elle consiste en une intégration numérique suivant l'algorithme de Gauss-Legendre quand les deux panneaux sont éloignés l'un de l'autre d'une distance supérieure à la taille des panneaux. Quand les deux panneaux sont proches l'un de l'autre, la subdivision illustrée sur la Fig.1 est utilisée pour effectuer une intégration numérique sur les 5×5 sous-panneaux. Quand le point influencé est sur le sous-panneau influençant, une intégration analytique de la partie singulière de Rankine est effectuée en approximant le sous-panneau comme une facette plane. La seconde intégration sur le panneau influencé est effectuée numériquement en utilisant les algorithmes 2×2 , 3×3 ou 5×5 de Gauss-Legendre suivant la distance entre les deux panneaux.

L'intégration de la composante de vagues n'est pas aussi facile qu'espérée parce que l'intégrand peut être très oscillatoire, en particulier, le long de la ligne de flottaison. Après de nombreuses approches testées, celle retenue dans l'étude présente est l'introduction d'une fonction de lissage $E(k)$ dans l'intégrand de la représentation intégrale de la fonction de Green :

$$E(k) = \begin{cases} 1 & k \leq k_m \\ \exp[-C(k/k_m - 1)^{2n}] & k > k_m \end{cases} \quad (32)$$

avec $n \geq 1$, C une constante réelle satisfaisant $e^{-C} \ll 1$ et k_m déterminé par la taille des panneaux. Les nombreux tests numériques effectués montrent que la convergence des résultats est peu affectée par le choix de (C, k_m) pour les cas présentés par la suite.

4 Résultats numériques

La méthode de panneaux quadratiques décrite ci-dessus a été développée au Bureau Veritas et validée par une série de comparaisons avec des solutions analytiques et des résultats de mesures expérimentales. Ainsi de nombreux résultats, comme la solution du problème de diffraction-radiation sans vitesse d'avance pour une demi-sphère, la solution du problème de Neumann-Kelvin pour un ellipsoïde immergé, la solution de diffraction-radiation avec vitesse d'avance pour une sphère immergée et pour une carène de Wigley, ont été présentés dans [10]. Ici, nous présentons des résultats plus récents concernant l'influence de l'écoulement de base dans la condition sur la carène, l'influence du type de représentation choisie pour discrétiser les équations (panneaux quadratiques ou facettes planes) et la précision de l'approximation de fréquence de rencontre. Dans le choix des cas à considérer, nous gardons toujours à l'esprit d'étudier ceux pour lesquels une autre source de résultats fiables est disponible. Ce sont les cas d'une sphère immergée avançant sous la surface libre où une solution analytique est disponible, d'un demi-ellipsoïde pour lequel plusieurs études ont été faites, et de la carène de Wigley pour laquelle des mesures expérimentales ont pu être relevées lors d'essais en bassin.

4.1 Influence de l'écoulement de base

L'écoulement de base est celui autour duquel la linéarisation du potentiel de l'écoulement instationnaire harmonique est réalisée. Dans la plupart des études classiques, seul l'écoulement constant (uniforme) est utilisé dans la condition aux limites sur la carène. Quelques études récentes ont été réalisées avec l'écoulement double-modèle. Le seul cas utilisant l'écoulement de Neumann-Kelvin est celui d'une sphère avançant sous la surface libre. En effet, Wu [11] a utilisé le développement en multipôles du potentiel autour de la sphère pour établir l'équation intégrale dont les inconnues sont les coefficients de ce développement. Les éléments du système (équation intégrale) sont évalués d'une manière semi-analytique, ce qui assure la précision de la solution.

Une vitesse d'avance correspondant au nombre de Froude $F_n = U/\sqrt{gR} = 0.4$ associée au rayon R de la sphère est considérée en faisant varier le nombre d'onde réduit $kR = \omega^2 R/g$ avec la pulsation ω d'oscillation du corps. L'immersion de la sphère est représentée par la coordonnée du centre $h = (1+\alpha)R$. Des comparaisons présentées dans [10] montrent que les résultats associés à l'écoulement double-modèle sont identiques à ceux associés à l'écoulement de Neumann-Kelvin pour le cas d'immersion correspondant à $\alpha = 1$. Pour une immersion 10 fois plus faible ($\alpha = 0.1$), les résultats sont présentés sur les figures 2-4 dont les abscisses représentent le nombre d'onde réduit kR et où les coefficients de masse ajoutée (a_{kj})

Fig.2a (g) et **Fig.2b (d)**: Les coefficients (a_{11}, b_{11}) associés aux différents écoulements de base (sphère)

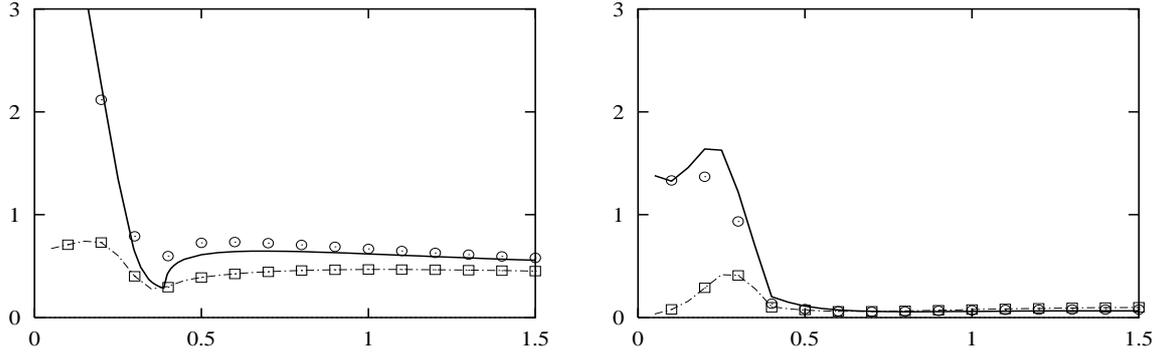


Fig.3a (g) et **Fig.3b (d)**: Les coefficients (a_{22}, b_{22}) associés aux différents écoulements de base (sphère)

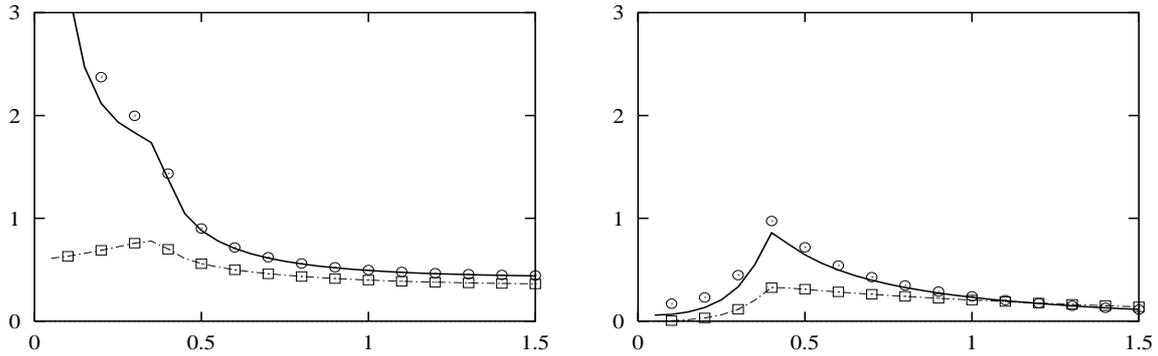
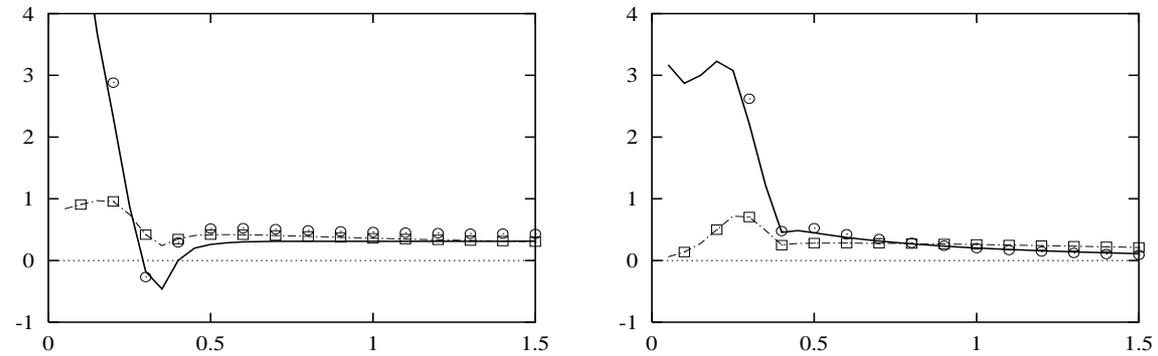


Fig.4a (g) et **Fig.4b (d)**: Les coefficients (a_{33}, b_{33}) associés aux différents écoulements de base (sphère)



et d'amortissement (b_{kj}) , en ordonnée, sont adimensionnalisés de la façon suivante :

$$(\rho R^3 4\pi/3) \rightarrow a_{kj} \quad \text{et} \quad (\rho R^3 \omega 4\pi/3) \rightarrow b_{kj}.$$

Les traits pleins (traits mixtes) représentent les résultats associés à l'écoulement double-modèle (écoulement constant). Les symboles en cercles (carrés) représentent les résultats semi-analytiques de Wu associés à l'écoulement de Neumann-Kelvin (écoulement constant). Tout d'abord, on constate que nos résultats (traits mixtes) sont en parfait accord avec ceux de Wu (carrés) en ce qui concerne la linéarisation par rapport à l'écoulement constant. Ensuite, nous remarquons peu de différences entre nos résultats correspondant à l'écoulement double-modèle (traits pleins) et les résultats semi-analytiques de Wu correspondant à l'écoulement de Neumann-Kelvin (symboles en cercles). Par contre, les différences entre les résultats associés à l'écoulement de base constant (traits mixtes, carrés) et ceux associés à un écoulement de base plus complexe, double-modèle (traits pleins) ou Neumann-Kelvin (cercles), sont notables en particulier dans la zone des petits nombres d'onde. En effet, lorsque $kR \rightarrow 0$, les coefficients de masse ajoutée, associés aux écoulements de base double-modèle et Neumann-Kelvin, deviennent singuliers au lieu de tendre vers une valeur limite, comme c'est le cas pour l'écoulement constant. De même, les coefficients d'amortissement b_{11} et b_{33} deviennent finis au lieu de disparaître. Ces phénomènes montrent l'importance du second terme associé à la vitesse U dans l'expression de la pression (14). En effet, ce terme donne une contribution finie mais indépendante de la pulsation lorsque celle-ci tend vers zéro.

Pour des grandes valeurs de kR , les résultats associés aux différents écoulements de base sont proches.

4.2 Comparaison avec une méthode de facettes planes

Tout d'abord, nous avons effectué des tests de convergence pour le cas de la sphère de la section précédente. Ces tests sont présentés dans le tableau 1, dans lequel les coefficients a_{kj} (avec $k, j = 1, 2, 3$) pour $kR = 0.5$ sont tabulés en fonction du nombre de panneaux (première colonne). Nous remarquons que les résultats convergent à partir de 56 panneaux.

Tab.1: Convergence des résultats en fonction de nombre de panneaux

Nb	a_{11}	a_{22}	a_{33}	a_{13}	a_{31}	b_{11}	b_{22}	b_{33}	b_{13}	b_{31}
12	0.5801	0.9041	0.2698	-0.1482	0.1495	0.1147	0.6403	0.4462	-0.6899	0.6943
30	0.6075	0.8851	0.2589	-0.1402	0.1391	0.1123	0.6500	0.4458	-0.7232	0.7222
56	0.6108	0.8823	0.2606	-0.1400	0.1411	0.1122	0.6457	0.4476	-0.7290	0.7308
90	0.6115	0.8833	0.2626	-0.1415	0.1403	0.1125	0.6470	0.4480	-0.7308	0.7318
132	0.6115	0.8842	0.2636	-0.1419	0.1407	0.1125	0.6466	0.4483	-0.7319	0.7331

Ensuite, nous avons étudié le cas d'un demi-ellipsoïde avec la longueur L de son axe longitudinal égale à 8 fois celles de ses deux autres axes qui sont identiques. Le nombre de Froude et la pulsation réduite sont définis par $F_n = U/\sqrt{gL}$ et $\omega\sqrt{L/g}$, respectivement. Les résultats, obtenus en utilisant un maillage composé de 76 panneaux courbes, sont comparés avec ceux issus de la méthode des facettes planes développée dans [12], dans laquelle des tests de convergence sont effectués avec des maillages portant de 252 à 1540 facettes. Les résultats correspondant à ce demi ellpsoïde, Guilbaud et al. [19], présentés sur les figures 5-6 sont obtenus pour un maillage d'environ 800 facettes. Les coefficients de masse ajoutée (a_{kj}) et d'amortissement (b_{kj}) sont adimensionnalisés par rapport à $(\rho\nabla)$ et $(\rho\nabla\omega)$ où ∇ désigne le volume du demi-ellipsoïde. Sur les figures 5-6, les abscisses représentent la pulsation réduite ($\omega\sqrt{L/g}$). Deux vitesses, correspondant aux nombres de Froude $F_n = 0.2$ et $F_n = 0.5$, sont étudiées.

Fig.5a (g) et **Fig.5b** (d): Les coefficients a_{22} (trait plein) et b_{22} (trait mixte) d'un demi-ellipsoïde

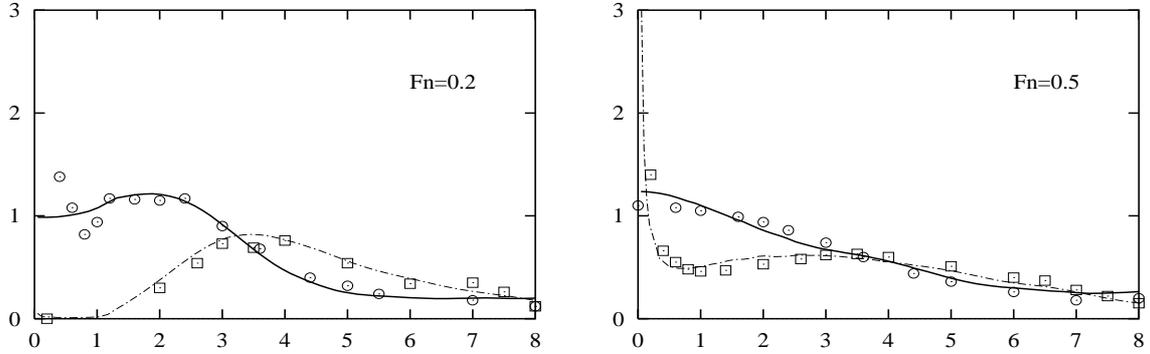
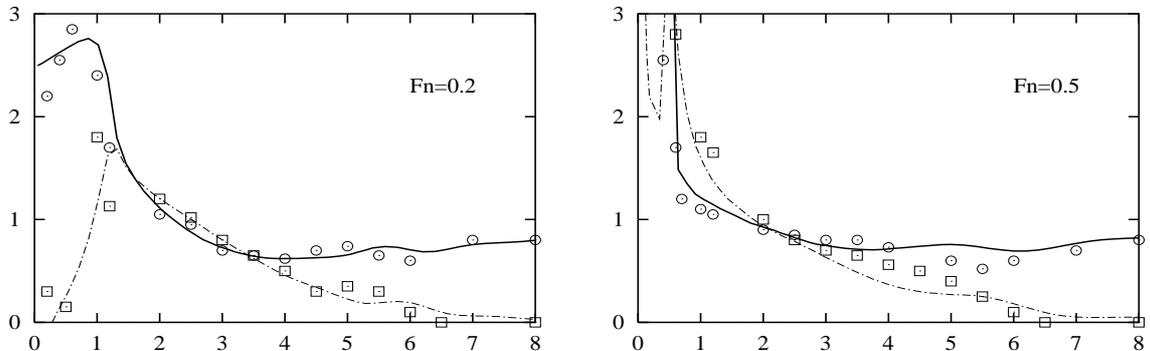


Fig.6a (g) et **Fig.6b** (d): Les coefficients a_{33} (trait plein) et b_{33} (trait mixte) d'un demi-ellipsoïde



Nous remarquons qu'un accord globalement satisfaisant est obtenu entre les deux séries de résultats. Les résultats de la méthode des facettes planes présentent néanmoins quelques oscillations, comme le coefficient de masse ajoutée dans la zone des petites fréquences. De légers écartements sont visibles pour b_{33} au nombre de Froude $F_n = 0.5$ dans la zone $3.5 < \omega\sqrt{L/g} < 5.5$. Il se peut que les résultats de

la méthode des facettes planes ne soient pas tout à fait convergents. Dans la méthode des panneaux quadratiques, les intégrations sur chaque panneau sont effectuées par les 5×5 points d'interpolation de Gauss-Legendre alors que dans la méthode de facettes planes, les intégrations sur chaque facette sont effectuées par le seul point du centre. Si l'on compare les deux méthodes par le critère du nombre de points d'intégration, le maillage de 76 panneaux courbes est équivalent à un maillage qui compterait 1900 facettes planes ! Toutefois le nombre d'inconnues pour la méthode des panneaux courbes reste très modeste : 345 inconnues seulement (le nombre total de neuds du maillage) au lieu de 800 pour la méthode des facettes planes [12].

4.3 Comparaison avec l'approximation de fréquence de rencontre

L'approximation dite de fréquence de rencontre est fondée sur la simplification de la condition de surface libre en négligeant tous les termes associés à la vitesse d'avance dans (6). L'avantage important de cette approximation est que la fonction de Green associée devient celle sans vitesse d'avance qui est extrêmement simple à calculer. Ainsi les coefficients d'influence peuvent être évalués rapidement. La résolution du problème est plus stable comparée à celle utilisant la fonction de Green avec vitesse d'avance, à cause du comportement oscillatoire et singulier de cette dernière. Toutefois, la simplification de la condition de surface libre change la nature du problème car elle modifie les propriétés de l'écoulement. Notamment, les champs de vagues lointains comme ceux proches sont totalement déformés, cf. par exemple Guilbaud et al. [20]. Les champs de vagues prédits par cette approximation sont circulaires et radient à l'amont comme à l'aval du navire, contrairement aux champs de vagues correspondant au cas avec vitesse d'avance. En effet, ces derniers se composent de champs de vagues en forme d'anneaux qui se propagent en amont seulement pour $\tau < \sqrt{2/27}$, mais aussi de champs de vagues en forme de V (transverse et divergeant) qui se propagent en aval. Ces modifications des propriétés de l'écoulement induisent certainement des limites à l'utilisation de cette approximation dans la prédiction de la tenue à la mer d'un navire.

Nous considérons le cas d'une carène de Wigley, dénommé "Hullform-III" par Journée dans son rapport de mesures expérimentales [13]. La vitesse considérée correspond au nombre de Froude $F_n = U/\sqrt{gL} = 0.3$. Les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement en pilonnement (a_{33} et b_{33}) présentés sur les Fig.7a et Fig.7b, respectivement en tangage (a_{55} et b_{55}) sur les Fig.8a et Fig.8b, sont adimensionnalisés par $\rho\nabla$ et $\rho\nabla\sqrt{g/L}$, respectivement par $L^2\rho\nabla$ et $L^2\rho\nabla\sqrt{g/L}$, où ∇ désigne le volume et $L = 3\text{m}$ la longueur de la carène. Ces différents coefficients sont représentés en fonction des fréquences de rencontre réduites ($\omega\sqrt{L/g}$). Les RAOs en pilonnement et en tangage sont illustrées sur les Fig.9a et Fig.9b en fonction du ratio (λ/L) désignant le rapport entre la longueur d'onde de la houle incidente et la longueur de la carène. Sur les figures 7-9, les traits pleins (traits mixtes) représentent les résultats obtenus par notre méthode de panneaux quadratiques (par l'approximation de fréquence de rencontre). Les différents symboles désignent les résultats des mesures expérimentales. Tout d'abord, nous remarquons que les résultats issus de la méthode des panneaux quadratiques (traits pleins) s'accordent, dans tous les cas, parfaitement avec les mesures expérimentales. Par contre, les résultats obtenus par l'approximation de fréquence de rencontre (traits mixtes) sont loin d'être satisfaisants, en particulier, pour les coefficients de masse ajoutée pour les petites fréquences et dans une zone de fréquence encore plus large pour les amortissements. Il semble que les fréquences irrégulières ne se manifestent pas dans les résultats de la présente méthode alors qu'elles sont visibles dans une zone proche de $\omega\sqrt{L/g} = 6$ pour les résultats de l'approximation de fréquence de rencontre.

Enfin, des différences sensibles sont illustrées sur les figures de RAOs en pilonnement et en tangage (Fig.9a et Fig.9b). L'approximation de fréquence de rencontre ne peut donner une bonne prédiction de la fréquence de résonance puisqu'elle porte des différences pour les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement. Pour les mêmes raisons, les amplitudes autour de la fréquence de résonance sont bien différentes. En tous cas, l'approximation donne un ordre de grandeur similaire à celui de la présente méthode et à celui des mesures expérimentales pour des grandes valeurs de fréquences de houle.

5 Discussions et conclusions

Dans la présente étude, nous avons développé une nouvelle approche fondée sur la représentation géométrique de la carène par des panneaux courbes sur lesquelles une distribution quadratique des singularités est appliquée, pour la résolution du problème de la tenue à la mer d'un navire animé d'une vitesse d'avance. Cette méthode de panneaux quadratiques permet non seulement d'avoir une description précise de la géométrie de la carène mais aussi de fournir des résultats d'une meilleure convergence comme

Fig.7a (g) et Fig.7b (d): Les coefficients (a_{33}, b_{33}) en pilonnement de Wigley III

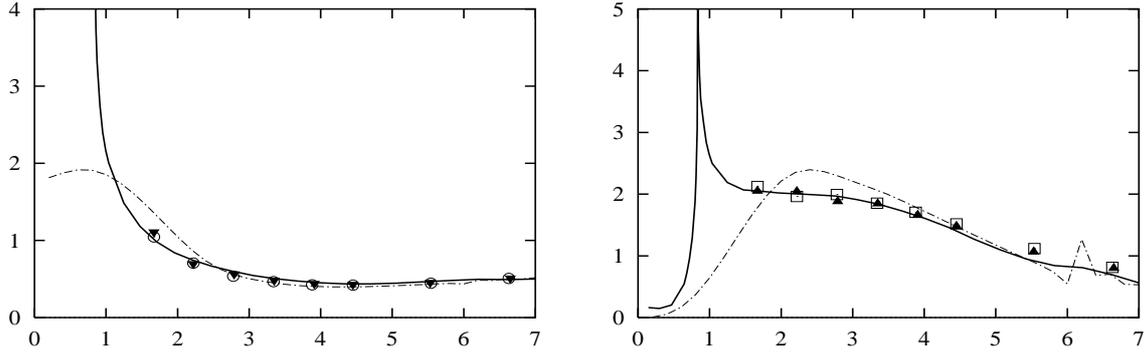


Fig.8a (g) et Fig.8b (d): Les coefficients (a_{55}, b_{55}) en tangage de Wigley III

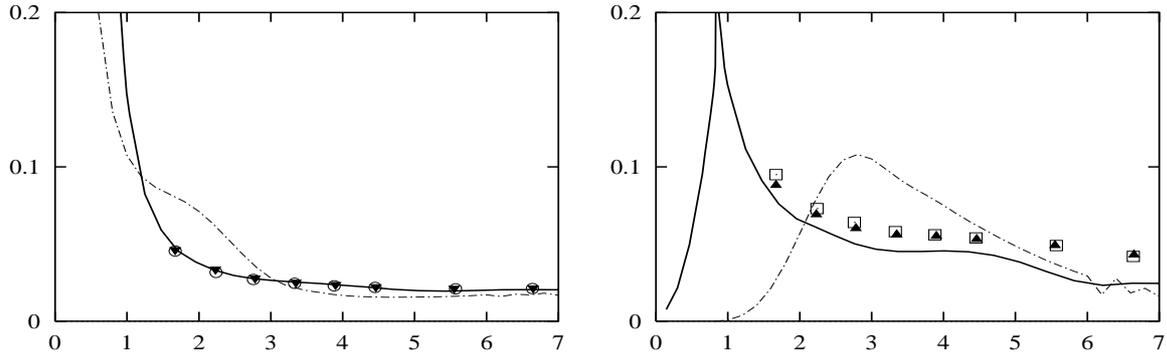
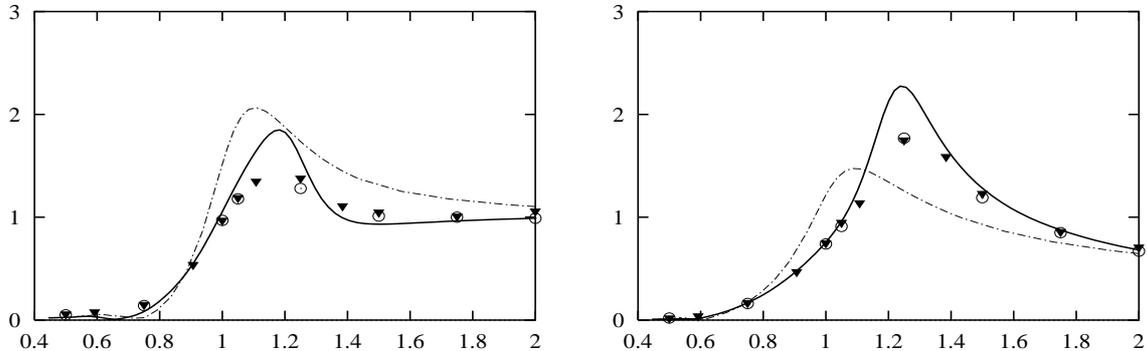


Fig.9a (g) et Fig.9b (d): Les mouvements en pilonnement et en tangage de Wigley III



démontré par les études de convergence et par la comparaison avec une méthode classique de facettes planes. En effet, un excellent accord entre les résultats de la méthode et ceux venant d'une méthode analytique et de mesure expérimentales est obtenu.

Nous avons montré que les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement sont sensibles au choix de l'écoulement de base. En particulier, des efforts supplémentaires dus à la vitesse d'avance, indépendants de la fréquence d'oscillation lorsque celle-ci tend vers zéro, ne peuvent être obtenus si un écoulement constant est utilisé comme l'écoulement de base. Dans le cas plus général d'un navire à avant émoussé, la linéarisation autour de l'écoulement constant peut donner des erreurs importantes dans la prédiction des efforts de houle ainsi que des mouvements induits.

L'approximation de fréquence de rencontre couramment utilisée dans la pratique donne des résultats peu différents pour des grandes valeurs de fréquences et d'ordre de grandeur correct dans la prédiction des mouvements. Toutefois, elle peut induire des erreurs importantes pour la fréquence de résonance et pour les amplitudes de mouvements autour de celle-ci. En effet, cette approximation est seulement applicable pour les cas de faibles vitesses d'avance afin d'être cohérente avec la simplification de la condition de surface libre dans laquelle les termes associés à la vitesse d'avance du navire sont ignorés.

Les difficultés rencontrées dans le développement d'une telle solution numérique sont rapportées

dans de nombreuses études précédentes. Si la méthode de panneaux courbes nous permet d'avoir une meilleure description géométrique de la carène et une meilleure convergence des résultats, elle ne change guère la nature fondamentale du problème avec une présence de surface libre. L'étude présentée dans [7] démontre d'une manière analytique les propriétés particulières de la solution élémentaire. En effet, l'écoulement potentiel dans le cadre de la modélisation ne tenant compte que de la gravité, présente des comportements oscillatoires (le nombre d'onde peut tendre vers zéro et l'amplitude vers l'infini) incompatibles avec la réalité physique. Ces difficultés peuvent être surmontées par l'introduction d'une fonction de lissage de type (32) dont les paramètres (C, k_m) dépendent du navire à étudier. Une façon plus formelle pour éliminer ces difficultés peut être de modéliser l'écoulement en présence de surface libre par l'introduction de la *tension superficielle* et de la *viscosité* du fluide, ces dernières ayant été ignorées dans la théorie potentielle de gravité pure.

Références

- [1] N. Salvensen, E.O. Tuck & O.M. Faltinsen (1970) "Ship motions and sea loads", Trans. SNAME, Vol.78, pp250-87.
- [2] M.S. Chang (1977) "Computation of three-dimensional ship-motions with forward speed", Proc. 2nd Intl Conf. Num. Ship Hydrodynamics, Berkeley (USA), pp124-35.
- [3] P. Guével & J. Bougis (1982) "Ship motions with forward speed in infinite depth", Int. Shipb. Progr. 29, pp103-17.
- [4] R.B. Inglis & W.G. Price (1982) "A three-dimensional ship motion theory: the hydrodynamic coefficients with forward speed", T. RINA 124, pp141-57.
- [5] G.X. Wu & R. Eatock Taylor (1989) "The numerical solution of the motion of a ship advancing in waves", 5th Int. Conf. Num. Ship Hydrodyn., Hiroshima, pp529-38.
- [6] H. Iwashita & M. Ohkusu (1992) "The Green function method for ship motions at forward speed", Ship Techn. Res. 39, pp3-21.
- [7] X.B. Chen & G.X. Wu (2001) On singular and highly oscillatory properties of the Green function for ship motions. J. Fluid Mech., **445**, pp77-91.
- [8] F. Noblesse, C. Yang, R. Löhner, D. Hendrix (1999) "Fourier-Kochin representation of farfield steady ship waves", Septièmes J. Hydro., pp139-50.
- [9] X.B. Chen (1999) "An introductory treatise on ship-motion Green functions", Proc.7th Intl Conf. Num. Ship Hydro., Nantes (France), pp1-21.
- [10] X.B. Chen, L. Diebold et Y. Doutreleau (2000) "New Green function method to predict wave-induced ship motions and loads", Proc. 23rd Symp. Naval Hydro., Val de Reuil (France).
- [11] G.X. Wu (1995) "Radiation and diffraction by a submerged sphere advancing in water waves of finite depth", Proc. R. Soc. Lond. A 448, pp29-54.
- [12] J.P. Boin (2001) "Calcul des efforts hydrodynamiques sur un navire soumis à une houle régulière ; applications d'une méthode de singularité de Kelvin", Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- [13] J.M.J. Journée (1992) "Experiments and calculations on four Wigley hullforms", Delft Univ. Techn., Ship Hydromechanics Lab. Report No.909.
- [14] J.N. Newman (1978) "The theory of ship motions", Adv. Appl. Mech. **18**, pp221-83.
- [15] X.B. Chen & S. Malenica (1998) "Interaction effects of local steady flow on wave diffraction-radiation at low forward speed", JISOPE **8**, pp102-9.
- [16] T.F. Ogvie & E.O. Tuck (1969) "A rational strip theory of ship motions Part I" Report No 013, Dept. Naval Architecture, University of Michigan.
- [17] O.C. Zienkiewicz & R.L. Taylor (1995) "The finite element method", McGraw-Hill Book Compagny, Fourth Edition.
- [18] X.B. Chen, C. Yang & F. Noblesse (1995) "Méthode de Fourier-Kochin-Lighthill pour la diffraction-radiation par un navire ou une structure offshore", Cinquièmes J. Hydro., pp347-60.
- [19] J.P. Boin, M. Guilbaud & M. Ba (2002) "Forward speed effects on diffraction-radiation computations", 5th Numerical Towing Tank Symposium (NuTTS'02).
- [20] M. Guilbaud, F. Guyot, M. Ba & G. Delhommeau (1995) "Etude de l'écoulement hydrodynamique instationnaire autour d'un navire Série 60", Cinquièmes J. Hydro., pp333-46.