

7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

Approches Numérique et Expérimentale de l'Action de la Houle et du Courant sur un Cylindre Vertical

P. FERRANT

L.M.F., Division Hydrodynamique Navale
Ecole Centrale de Nantes, B.P. 92101, 44321 NANTES Cedex 3

X. BOMPAIS, A. Le NOAC'H

Laboratoire d'Hydrodynamique Appliquée
IFREMER, Centre de Brest, B.P. 70, 29280 PLOUZANE

Résumé

On considère l'action simultanée d'un houle régulière et d'un courant sur un cylindre vertical tronqué percant la surface libre. Le problème est modélisé numériquement dans le cadre de la théorie des écoulements potentiels à l'aide du logiciel ANSWAVE, développé par Sirehna. Ce logiciel prend en compte l'ensemble des non-linéarités de surface libre dans une solution à pas de temps. L'utilisation d'un modèle explicite, dit de fonction de courant, pour l'écoulement incident permet de formuler un problème aux limites pour le champ non-linéaire de diffraction. Le problème a également été abordé expérimentalement dans le bassin de Génie Océanique du Centre de Brest de l'Ifremer. Le courant est alors simulé par un mouvement d'avance imposé à la maquette. Les efforts sur la maquette, ainsi que l'historique de l'élévation de surface libre sur le contour de flottaison (runup) ont été mesurés. Les résultats du modèle numérique sont confrontés à ceux de l'expérience sur quelques cas représentatifs.

Abstract

Wave and current interactions with a truncated surface-piercing cylinder are considered. The problem is simulated numerically with the computer code ANSWAVE, developed by Sirehna. This software solves the fully non linear diffraction problem in the frame of potential flow theory. Using an explicit stream function theory model for the incident flow, an initial boundary value problem for the nonlinear diffraction flow is derived. The problem has also been simulated experimentally in the Ocean Engineering tank of Ifremer, Centre de Brest. The current is represented by a forced motion of the cylinder model. Wave loads, as well as runups on the cylinder waterline have been recorded. Results from the numerical model are compared to experimental values for some significant cases.

1 Introduction

La détermination des efforts et des surélévations de surface libre dus à la houle et au courant est d'une importance capitale lors de la phase de conception des installations offshore. Les efforts interviennent au premier chef dans le dimensionnement des structures, avec des incidences économiques évidentes. La détermination des hauteurs maximales atteintes par la surface libre au voisinage de la structure n'est pas moins importante. En effet la hauteur des installations au dessus du niveau moyen de la mer est déterminée entre autres en fonction de critères associés aux risques d'impact. Une surestimation de ces risques va ainsi avoir pour conséquence un positionnement inutilement élevé des installations, ce qui va induire un surcoût direct, mais aussi des surcoûts indirects dus au surdimensionnement rendu nécessaire par la plus grande prise au vent, la moindre rigidité d'ensemble, etc. De plus, dans bien des cas, l'opérabilité de l'installation sera également affectée.

La prévision fine des efforts et des surélévations de surface libre au voisinage de structures soumises à l'action conjointe de la houle et du courant constitue donc une préoccupation de premier plan pour les concepteurs d'ouvrages en mer. Les efforts de recherche particulièrement importants consacrés ces derniers temps à ce thème, qu'il s'agisse de modélisation numérique ou expérimentale, en témoignent.

Sur le plan expérimental, la prise en compte simultanée de la houle et du courant présente des difficultés particulières. En ce qui concerne le courant proprement dit, la première solution est de travailler avec une maquette fixe. Si l'installation expérimentale a été d'emblée prévue pour simuler ce type de situation, le courant peut alors être obtenu par la mise en mouvement globale de la masse d'eau à l'aide d'un dispositif extérieur. Dans le cas contraire, on peut obtenir un courant localisé en mettant en place un ensemble de pompes immergées. Cependant, et spécialement dans ce dernier cas, il est difficile de contrôler le profil du courant obtenu, et les résultats ne peuvent le plus souvent donner que des indications qualitatives sur le phénomène. L'autre solution est de simuler le courant par un mouvement d'avance de la maquette. Dans la plupart des cas, seul un courant colinéaire à la direction de propagation de la houle peut alors être obtenu. En revanche le champ de vitesse moyen est alors par principe uniforme, ce qui permet de comparer résultats expérimentaux et simulations numériques dans les meilleures conditions.

En ce qui concerne la modélisation numérique, la majorité des publications récentes sur le thème des interactions houle-courant-structure relèvent de l'approche fréquentielle, avec des contributions significatives dues à Nossen *et al* (1991), Teng & Eatock-Taylor (1995), Malenica *et al* (1995), entre autres. L'un des avantages de ce type d'approche est de fournir les résultats d'intérêt tels que les efforts et le runup sur les structures de manière relativement aisée. En revanche, la formulation mathématique du problème est sensiblement plus complexe que dans le cas de la houle seule, avec des problèmes spécifiques tels que la sécularité de la solution loin du corps. Cette approche comporte également un certain nombre de limitations intrinsèques : profondeur uniforme et houle régulière uniquement. Enfin, le développement des conditions aux limites en série de perturbations régulières, en fonction de petits paramètres associés à la cambrure de la houle et à la célérité du courant limite ce type d'analyse à des phénomènes linéaires ou faiblement non-linéaires, et seules des formulations entièrement linéarisées sont disponibles actuellement.

Dans ce conditions, tout comme pour un certain nombre d'autres problèmes, la simulation temporelle représente une alternative particulièrement séduisante. En exploitant une méthode de singularités de Rankine dans le domaine temporel, il est théoriquement possible de mettre en oeuvre tout niveau d'approximation des conditions aux limites, depuis l'approche linéarisée jusqu'à

la modélisation totalement non-linéaire. Il est certain cependant que ce type de modélisation reste relativement gourmand en ressources informatiques, si bien que les problèmes de convergence, de stabilité et de précision des solutions n'ont pas encore été suffisamment étudiés. De façon générale, malgré l'intérêt et l'originalité des résultats pouvant être tirés d'une simulation dans le domaine du temps, un certain manque de confiance demeure vis à vis de ce type de modélisation, sentiment qui ne pourra que s'estomper avec la diffusion d'études de validation telle que celle proposée dans cette communication.

Les applications de l'analyse temporelle aux problèmes d'interaction houle-courant-structure sont encore relativement rares, voir par exemple Kim & Kim (1995) ou Buchmann et al (1997), et relèvent la plupart du temps de formulations basées sur des développements en série de perturbations des conditions aux limites. Ainsi, dans Kim & Kim (1995), le problème aux limites est développé au premier ordre en fonction du paramètre de cambrure de la houle ε et du paramètre de vitesse du courant, τ , tandis que Buchmann *et al* (1997) proposent une solution au deuxième ordre en ε et au premier ordre en τ . Une procédure de simulation entièrement non-linéaire du phénomène a été proposée en 1997 [6], avec quelques résultats préliminaires. Une étude comparative des estimations de runup issues de ce modèle non-linéaire avec celles du modèle au second ordre de Buchmann, pour différentes conditions de houle et de courant, sur un cylindre massif en profondeur finie a ensuite été présentée [2], suivie d'une communication comportant une description détaillée du modèle, ainsi que des résultats plus complets sur cette même géométrie, mettant en évidence d'importants effets non-linéaires sur le runup [7].

Cet article est consacré à la confrontation de résultats d'une campagne expérimentale menée à l'Ifremer, avec ceux obtenus à l'aide du modèle numérique ANSWAVE, développé par le premier auteur à Sirehna, résolvant le problème dans le domaine temporel sous les hypothèses de l'écoulement potentiel, l'ensemble des conditions aux limites non-linéaires étant satisfaites sans approximation supplémentaire. L'étude concerne un cylindre vertical tronqué percant la surface libre, soumis à une houle régulière et à un courant uniforme colinéaire à la direction de propagation de la houle. Sur ce cas d'étude, les résultats expérimentaux et numériques pour les efforts et l'élévation de surface libre à la flottaison du cylindre sont analysés. Cette étude comparative s'inscrit dans le cadre du projet CLAROM 'Surélévations de surface libre au voisinage des structures offshore (Airgap)'.

2 Le Modèle Numérique

Le modèle numérique mis en oeuvre ici est dédié à la simulation des interactions non-linéaires entre un corps tridimensionnel et une houle régulière décrite par une théorie de fonction de courant [16]. Un courant uniforme superposé à la houle peut également être pris en compte.

Dans le cas de l'interaction de la houle seule avec un obstacle tridimensionnel, des résultats significatifs ont été présentés dès 1996 [4], [5]. Plus récemment, des résultats validant le modèle par comparaison avec des données expérimentales ou issues de modèles d'ordre fini basés sur des développements de Stokes ont été publiés ([8], [9]).

Le modèle a parallèlement été adapté pour prendre en compte l'action d'un courant uniforme superposé à la houle. Dans cette configuration, les résultats ont été comparés à ceux issus du modèle de Büchmann *et al* [1], exact au second ordre en cambrure de houle et au premier ordre en vitesse du courant. Cette étude comparative, présentée dans [2], a permis tout à la fois de valider mutuellement les deux modèles numériques dans leur domaine commun de validité, c'est à dire pour les faibles valeurs de la cambrure de la houle et de la célérité du courant, et de clairement illustrer les limitations du modèle de Stokes dans des conditions plus sévères. Quelques

comparaisons ponctuelles avec des résultats expérimentaux de l'Ifremer [10] ont ensuite été présentés [8]. Ce type de comparaison est ici poursuivi et étendu aux efforts hydrodynamiques.

2.1 Formulation théorique

2.1.1 Formulation semi-Lagrangienne

Nous considérons un domaine fluide tridimensionnel (D), limité par une surface libre F et un ensemble de frontières S_i . Ces frontières comprennent la surface mouillée de la structure étudiée, ainsi que le fond situé à une distance finie de la surface libre. Le domaine fluide s'étend à l'infini dans les directions horizontales. The problème fluide est formulé dans le cadre de la théorie des écoulements potentiels de fluide parfait. La vitesse du fluide dérive donc d'un potentiel scalaire soumis à l'équation de Laplace en tout point du domaine fluide :

$$\vec{\nabla}(M, t) = \vec{\nabla}\Phi(M, t) ; \text{ pour } M \in (D) \quad (1)$$

$$\Delta\Phi(M, t) = 0 ; \text{ pour } M \in (D) \quad (2)$$

Sur la surface libre deux conditions doivent être satisfaites. La condition cinématique traduit la nullité du flux de masse à travers la surface libre et s'écrit, sous forme Lagrangienne :

$$\frac{D\vec{M}}{Dt} = \vec{\nabla}[\Phi(M)] ; \text{ pour } M \in F \quad (3)$$

Les effets de tension superficielle n'étant pas pris en compte, la condition dynamique traduit la continuité de la pression au passage de la surface libre, et est déduite de l'équation de Lagrange :

$$\frac{D\Phi(M, t)}{Dt} - z + \frac{1}{2}|\vec{\nabla}\Phi|^2 ; \text{ pour } M \in F \quad (4)$$

où D/Dt représente la dérivée particulaire. Les équations (3) et (4) reposent sur une description totalement Lagrangienne de l'évolution de la surface libre, avec des marqueurs identifiés aux particules fluides. En inhibant le mouvement horizontal des marqueurs de surface libre, on est conduit à une description semi-Lagrangienne dans laquelle la cote verticale de la surface libre devient implicitement une fonction univoque des coordonnées du plan horizontal (x, y). On l'exprime alors sous la forme :

$$z = \eta(x, y, t) ; \text{ pour } M(x, y, z, t) \in F \quad (5)$$

En injectant cette notation dans les équations (3) et (4), et après quelques manipulations, nous obtenons de nouvelles formulations des conditions cinématique et dynamique non-linéaires, dans lesquelles la projection orthogonale des marqueurs de surface libres dans le plan (x, y) est implicitement fixe :

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} - \frac{\partial\Phi}{\partial y} \frac{\partial\eta}{\partial y} ; \text{ pour } z = \eta(x, y, t) \quad (6)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\eta + \frac{1}{2}|\vec{\nabla}\Phi|^2 + \frac{\partial\eta}{\partial t} \frac{\partial\Phi}{\partial z} ; \text{ pour } z = \eta(x, y, t) \quad (7)$$

où η est l'élévation de surface libre, z est vertical ascendant, l'origine étant dans le plan de la surface libre au repos. Le problème est formulé en variables adimensionnelles, basées sur une

longueur de référence L , l'accélération de la pesanteur g faisant office d'accélération de référence. Dans cet article, la longueur de référence est égale à la profondeur d'eau.

Sur les frontières matérielles fixes, des conditions de Neumann homogènes sont appliquées :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 ; \text{ pour } M \in S_i, i = 1, N \quad (8)$$

2.1.2 Prise en compte d'une partie explicite de la solution

Dans certaines situations, il peut s'avérer profitable de reformuler le problème général décrit précédemment, en soustrayant de l'écoulement total une contribution susceptible de recevoir une description explicite. L'objectif d'une telle manipulation est d'obtenir un problème formulé pour la partie complémentaire de la solution qui soit plus aisé à résoudre que le problème complet. C'est ce qu'on effectue habituellement dans la théorie linéarisée de la diffraction-radiation, en spécifiant le potentiel de la houle incidente et en résolvant le problème pour le champ diffracté. La situation est ici sensiblement plus complexe, le problème aux limites étant non-linéaire. Cependant, l'équation de Laplace, à satisfaire dans le domaine fluide, est linéaire, et il reste légitime d'écrire :

$$\Phi = \Phi_e + \Phi_d ; \text{ pour } M \in (D) \quad (9)$$

où Φ_e est un potentiel scalaire soumis à l'équation de Laplace dans tout le domaine fluide. De la même façon, dans une description univoque de la surface libre, il est licite d'écrire :

$$\eta(x, y, t) = \eta_e(x, y, t) + \eta_d(x, y, t) \quad (10)$$

où η_e est une fonction explicite des coordonnées du plan horizontal et du temps. En introduisant les notations (9) et (10) dans les équations (6) et (7), on obtient des conditions de surface libre pour Φ_d et η_d , dans lesquelles les termes dépendant de Φ_e et η_e sont supposés pouvoir être évalués explicitement :

$$\frac{d\eta_d}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\partial \eta_e}{\partial t} ; \text{ pour } z = \eta(x, y, t) \quad (11)$$

$$\frac{d\Phi_d}{dt} = -\eta + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \Phi_d}{\partial z} - \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} ; \text{ pour } z = \eta(x, y, t) \quad (12)$$

Notons qu'à ce stade, Φ_d et η_d sont totalement indépendants, la seule contrainte étant sur Φ_d qui doit être à laplacien nul dans tout le domaine fluide.

2.1.3 Spécification du champ incident

Dans cette étude, le champ incident sera constitué d'un courant uniforme superposé à une houle régulière non-linéaire, et sera décrit par un modèle de fonction de courant (Rienecker & Fenton, 1981). Ce modèle est uniformément valable dans toutes les combinaisons de hauteur d'eau et de longueur d'onde, jusqu'à la limite du déferlement. Le potentiel des vitesses et la hauteur de vagues pour une onde périodique se propageant en profondeur uniforme sont exprimés sous forme de série de Fourier. Les conditions de surface libre non-linéaires sont prises en compte sans approximation en un certain nombre de points équidistants distribués sur une longueur

d'onde, de telle façon que l'erreur commise n'est fonction que de la troncature des séries de Fourier. La hauteur de vague est alors donnée par :

$$\eta_i(x, y, t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{j=1}^{N_w} a_j \cos[jk(x - x_0 - ct)] \quad (13)$$

et le potentiel par :

$$\begin{aligned} \Phi_i(x, y, z, t) &= U.(x - x_0) \\ &+ \sum_{j=1}^{N_w} B_j \frac{\cosh[jk(z + h)]}{\cosh(jkh)} \sin[jk(x - x_0 - ct)] \end{aligned} \quad (14)$$

où U est la vitesse du courant, c la célérité de la houle, k le nombre d'ondes et N_w l'ordre de troncature des séries de Fourier. Les coefficients des séries de Fourier pour le potentiel et l'élevation de surface libre sont obtenues en mettant en oeuvre une procédure de minimisation d'une fonction objectif basée sur l'erreur quadratique moyenne sur les conditions de surface libre aux points de contrôle, avec comme contraintes le respect de la hauteur crête à creux, et au choix celui de la période ou de la longueur d'onde. Dans les conditions correspondant aux calculs présentés ci-après, la solution obtenue permet de satisfaire les conditions de surface libre à la précision machine, avec N_w de l'ordre de 50.

L'écoulement incident étant défini, les conditions à l'infini s'écrivent simplement :

$$\Phi(M, t) \rightarrow \Phi_i(M, t) ; \text{ for } M \rightarrow \infty \quad (15)$$

2.1.4 Formulation pour l'écoulement de perturbation

Le choix le plus évident pour la partie explicite de l'écoulement consiste à poser $\Phi_e = \Phi_i$. Ceci conduit à des conditions à l'infini extrêmement simples pour Φ_d . De plus, une contribution majeure à l'écoulement total est alors représentée analytiquement, avec tous les avantages que cela comporte en termes de précision. Pour des raisons tout aussi évidentes, nous adopterons également $\eta_e = \eta_i$. Le problème aux limites à résoudre pour (Φ_d, η_d) est alors :

$$\Delta \Phi_d(M, t) = 0 ; \text{ pour } M \in (D) \quad (16)$$

Sur la surface libre ($z = \eta(x, y, t)$), les conditions cinématique et dynamique deviennent respectivement :

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_d}{dt} &= \frac{\partial \Phi_d}{\partial z} - \vec{\nabla}(\Phi_i + \Phi_d) \cdot \vec{\nabla}(\eta_i + \eta_d) \\ &- \frac{\partial \eta_i}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} - \nu(R)\eta_d \end{aligned} \quad (17)$$

et :

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_d}{dt} &= -(\eta_i + \eta_d) + \frac{1}{2} |\vec{\nabla} \Phi_i + \vec{\nabla} \Phi_d|^2 \\ &+ \frac{\partial(\eta_i + \eta_d)}{\partial t} \cdot \frac{\partial \Phi_d}{\partial z} - \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} - \nu(R)\Phi_d \end{aligned} \quad (18)$$

Dans ces équations, $\vec{\nabla}'$ représente $\vec{i} \cdot \partial/\partial x + \vec{j} \cdot \partial/\partial y$, et les termes impliquant Φ_i et η_i seront évalués de façon exacte à partir du modèle de fonction de courant. Nous avons inclus ici des termes amortissants impliquant la fonction $\nu(R)$. Le rôle de ces termes est d'absorber les vagues diffractées dans la zone externe du maillage de surface libre. De plus amples détails sur cette technique de nappe absorbante seront donnés plus loin.

Les conditions initiales dans le domaine correspondent à la houle incidente non perturbée :

$$\Phi_d(M, t = 0) = 0 ; \text{ pour } M \in (D) \quad (19)$$

Sur le corps, la condition de glissement devient :

$$\frac{\partial \Phi_d}{\partial n} = -\alpha(t) \frac{\partial \Phi_i}{\partial n} ; \text{ pour } M \in S_1 \quad (20)$$

où $\alpha(t)$ est une fonction rampe passant régulièrement de 0 to 1 au début de la simulation (durée de la rampe de une à deux périodes de houle). Insistons ici sur le fait que le problème aux limites étant non-linéaire, les équations (17) et (18) devront être satisfaites sur la position instantanée de la surface libre correspondant à l'écoulement complet. Le potentiel de l'écoulement incident, Φ_i devra donc éventuellement être évalué au dessus de la surface libre de la houle incidente non perturbée, $z = \eta_i(x, y, t)$. Ceci ne pose pas de problème dans la formulation adoptée, le potentiel issu du modèle de fonction de courant possédant une prolongation régulière au-dessus de la surface libre incidente. De plus, les perturbations représentées par (Φ_d, η_d) sont essentiellement composées d'ondes se propageant les directions radiales, ce qui permet d'adopter des maillages relativement grossiers loin du corps, dans la zone absorbante. Il en résulte une réduction importante des ressources CPU et mémoire nécessaires, sans dommages pour la précision. Bien entendu, cette formulation n'est pas universelle, et repose sur la disponibilité d'un modèle explicite pour l'onde incidente, possédant les propriétés requises de prolongation régulière au dessus de la surface libre.

Le problème aux limites instationnaire pour l'écoulement de perturbation étant correctement posé, une procédure de résolution basée sur une méthode intégrale est mise en oeuvre. En appliquant la formule de Green au potentiel des vitesses et à la fonction de Green du milieu infini (source de Rankine) $G(M, M') = -1/4\pi M M'$, nous obtenons une représentation intégrale pour le potentiel Φ_d :

$$\frac{\Omega(M)}{4\pi} \Phi_d(M, t) = \int_{\Sigma} \left[\Phi_d(M', t) \frac{\partial}{\partial n'} G(M, M') - G(M, M') \frac{\partial}{\partial n'} \Phi_d(M', t) \right] dS_{M'} \quad (21)$$

où $\Omega(M)$ est l'angle solide interne au point M. $\Omega(M) = 2\pi$ si M est situé sur une portion de la frontière du domaine possédant un plan tangent, et $\Omega(M) = 4\pi$ dans le domaine fluide. En anticipant une condition de Dirichlet sur la surface libre et des conditions de Neumann sur les autres éléments de la frontière, cette équation est résolue à un instant donné t pour $\partial \Phi_d/\partial n$ sur la surface libre et pour Φ_d sur les autres frontières.

La procédure globale de résolution du problème aux limites instationnaire est du type Euler-Lagrange. Les éléments essentiels du schéma numérique sont décrits dans la section suivante.

2.2 Méthodes Numériques

2.2.1 Méthode d'éléments-frontière

La représentation intégrale de la solution est résolue par une méthode d'éléments-frontière. Cette méthode est basée sur des éléments triangulaires iso-paramétriques. Le maillage des frontières du domaine est formé d'un assemblage de surfaces sur lesquelles on suppose l'existence d'un plan tangent. Une variation linéaire par morceaux de la solution sur chacune de ces surfaces est ainsi obtenue. Les points de collocation coïncident avec les noeuds définissant la surface, c'est à dire avec les sommets des éléments triangulaires. Aux intersections entre les différentes sous-surfaces, on conserve deux points de collocation au même point géométrique, ce qui permet de satisfaire les conditions aux limites spécifiées sur chacune des deux surfaces. Ce schéma de discrétisation réduit la formulation intégrale à un système linéaire qui est résolu pour la vitesse normale sur la surface libre (condition de Dirichlet), et pour le potentiel sur les autres frontières (conditions de Neumann). Ce système linéaire est assemblé à partir des coefficients d'influence de distributions de sources et de doublets normaux variant linéairement sur chacun des éléments-frontière. Le schéma de discrétisation adopté conduit à un système linéaire plein, non-symétrique dont les inconnues sont les densités de doublets normaux aux noeuds de la surface libre (potentiel), et les densités de sources aux noeuds des autres parois.

2.2.2 Résolution des systèmes linéaires

Dans les applications instationnaires tridimensionnelles de la méthode des éléments-frontière, des systèmes pleins de rang important doivent être résolus à chaque pas de temps. Les algorithmes de résolution directe de type Gauss ou LU dont le nombre d'opérations est en $O(N^3)$ deviennent donc rapidement inapplicables dans la pratique.

Différents algorithmes de résolution itérative sont susceptibles d'être appliqués aux systèmes linéaires issus de notre schéma de discrétisation. Le schéma GMRES (Generalized Minimal RESidual) de Saad & Schultz (1983) a été adopté ici. Ce schéma s'est toujours avéré au moins aussi rapide que les autres schémas testés, tel que CGSTAB, avec l'avantage supplémentaire d'une décroissance strictement monotone des résidus. GMRES est ici systématiquement appliqué avec un préconditionnement diagonal, qui augmentent d'un facteur voisin de 2 la vitesse de convergence, à un coût négligeable. Des préconditionnements apparemment plus efficaces en termes de nombre d'itérations à convergence peuvent être adoptés. Cependant ceux-ci induisent dans le cas de systèmes pleins des surcoûts de calculs qui annihilent le gain obtenu sur le nombre d'itérations. De même, en raison du nombre modéré d'itérations nécessaires, la méthode est appliquée sans 'restart'.

2.2.3 Interpolation et lissage

Dans les applications présentées ici, la position de la projection orthogonale des marqueurs de surface libre sur le plan x-y est invariante au cours du temps. De plus le maillage de surface libre est structuré dans la direction azimuthale, c'est à dire que les noeuds sont distribués uniformément sur des cercles concentriques à la ligne de flottaison du cylindre. Ceci facilite l'application de schémas d'interpolation par splines cubiques pour le potentiel et l'élévation de surface libre. Dans un premier temps, les quantités sont interpolées dans la direction azimuthale pour chaque station radiale du maillage. Une interpolation est alors effectuée dans la direction radiale, à chaque noeud de la surface libre. Ce schéma d'interpolation bi-cubique nous fournit donc une représentation de classe C_2 pour Φ and η à la surface libre. Les composantes de la

vitesse du fluide et celles du vecteur normal à la surface libre sont alors calculées sans difficultés, par différentiation analytique des splines interpolants.

La structure du maillage de surface libre est également exploitée lorsque la mise en oeuvre de procédures de lissage s'avère nécessaire. Dans les configurations où les effets non-linéaires deviennent importants, des instabilités en dent de scie apparaissent à la surface libre. En l'absence de tout processus dissipatif, ces instabilités peuvent croître jusqu'à provoquer la divergence totale du calcul. Pour contrer ce phénomène, une procédure de lissage sur 5 points basée sur les polynômes de Chebyshev est appliquée séquentiellement dans chaque direction paramétrique. Ce processus est typiquement appliqué tous les 5 pas de temps.

2.2.4 Schéma d'intégration temporelle

Après avoir résolu le problème aux limites et procédé au calcul de la vitesse du fluide et des composantes du vecteur normal en chacun des noeuds de la surface libre, les conditions de surface libre (17) et (18) sont intégrées selon la variable temporelle comme des systèmes d'équations différentielles ordinaires pour Φ et η . On utilise à cet effet un schéma de Runge-Kutta classique du 4ème ordre, avec des coefficients conduisant à une minimisation de l'erreur de troncature. Ce schéma requiert 4 solutions du problème aux limites par pas de temps. Il est appliqué ici dans une variante à coefficients figés, dans laquelle les coefficients d'influence ne sont actualisés qu'une fois par pas de temps. Cette approximation autorise une réduction sensible du temps de calcul, sans altération notable de la qualité des résultats.

3 La Campagne Expérimentale

Les essais exploités ici ont été réalisés et analysés par l'équipe d'Hydrodynamique Appliquée du centre de Brest de l'Ifremer (Le Noac'h *et al*, 1997). Un cylindre vertical percant la surface libre, de diamètre 0.50m et de tirant d'eau 1.25m, a été soumis à des houles régulières superposées à un courant uniforme modélisé au cours de ces essais par un mouvement d'avance de la maquette. Les essais ont été réalisés pour une gamme d'amplitudes et de périodes de houle, et pour différentes valeurs de la vitesse d'avance de la maquette (ou du courant) : 0.0, +/-0.07m/s, +/-0.13m/s, +/-0.26 m/s, ce qui correspond à un nombre de Froude maximum $U_{max}/\sqrt{gD} = 0.117$. L'élévation de la surface libre en un certain nombre de points au voisinage de la maquette a été enregistrée en temps réel. La trace de la surface libre sur le contour de flottaison du cylindre au cours des essais a été déterminée a posteriori par analyse des enregistrements video des essais, à partir du relevé des intersections de la surface libre avec un quadrillage régulier disposé sur la paroi du cylindre.

En ce qui concerne les efforts, la maquette étant constituée d'une série d'anneaux instrumentés, on dispose tout à la fois des efforts globaux, et des efforts sur chacun des anneaux. Seuls les efforts globaux ont cependant été considérés pour le moment dans cette étude comparative.

4 Analyse Comparative

Les comparaisons ont été effectuées pour une série d'essais correspondant à une période de mouvement du batteur de houle $T=2.066s$, une houle de hauteur crête à creux $H=0.30m$, et pour 5 valeurs du courant (ou de la vitesse de de la maquette) : 0.0, +/-0.07m/s, +/-0.13m/s. La vitesse du courant est positive lorsque le courant est face à la houle. Pour cette période et cette hauteur de houle, le modèle de fonction de courant indique une longueur d'onde $\lambda=6.79m$,

soit $kR=0.23$, où R est le rayon du cylindre. On se situe donc dans le régime des ondes longues. Le tableau 1 donne les valeurs des périodes de houle dans le repère lié au cylindre pour les 5 cas analysés :

$T'(s)$	2.151	2.111	2.066	2.023	1.987
$U(m/s)$	-0.13	-0.07	0.0	+0.07	+0.13

Tableau 1 : Périodes de rencontre

La figure 1 représente une vue de la partie centrale du maillage de surface libre. Le maillage complet s'étend sur un disque de rayon égal à environ trois longueurs d'onde. L'anneau extérieur s'étendant au delà d'une longueur d'onde depuis le cylindre est consacré à l'absorption des ondes diffractées. Les simulations présentées ci-après ont été effectuées avec un pas de temps constant $\Delta = T'/150.$, où T' est la période de la houle dans le repère lié à la maquette.

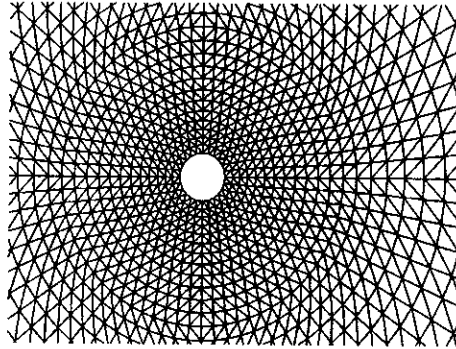


Figure 1 : Partie centrale du maillage de surface libre

4.1 Runup

Les signaux expérimentaux d'élévation de surface libre sur le contour de flottaison ont été relevés à partir des prises de vue vidéo des essais, en s'aidant d'une trame peinte sur la maquette. Ces relevés ont été effectués pour chacun des essais sur une période sélectionnée dans la zone de stabilité du phénomène. Les figures 2 et 3 représentent les signaux expérimentaux et numériques de hauteur de la surface libre en $\beta = 0$ (face à la vague), puis en $\beta = \pi$, pour $U = 0$. Le signal expérimental a été répété à partir du relevé effectué sur la période de référence. L'accord est excellent.

Pour les valeurs non nulles du courant, les signaux numériques se sont avérés sensiblement moins stables. On donne ainsi, figure 4, le signal de hauteur de houle diffractée en $\beta = 0$, pour $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=+0.13m/s$.

Ce comportement n'avait pas été observé jusqu'alors. Par exemple, les calculs effectués pour validation mutuelle avec un modèle de perturbation au deuxième ordre [2], mais concernaient un nombre d'onde réduit $kR = 1.0$, sensiblement supérieur à celui considéré ici, $kR = 0.23$.

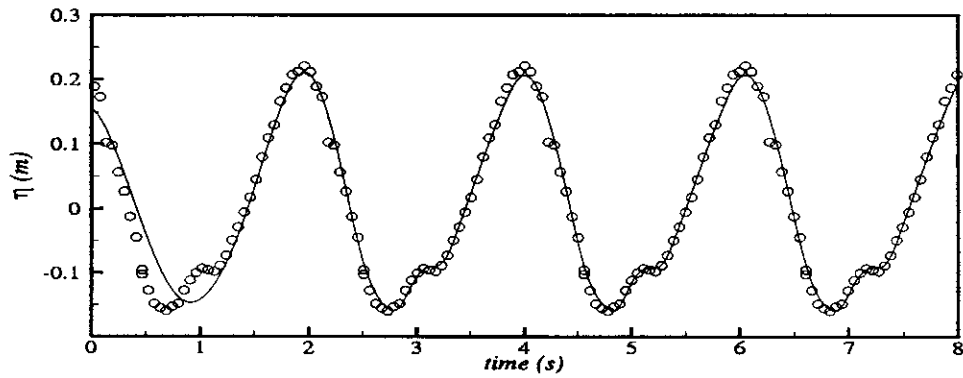


Figure 2 : Runup devant le cylindre, $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=0.0$ Trait plein : simulation numérique; Symboles : Expérience

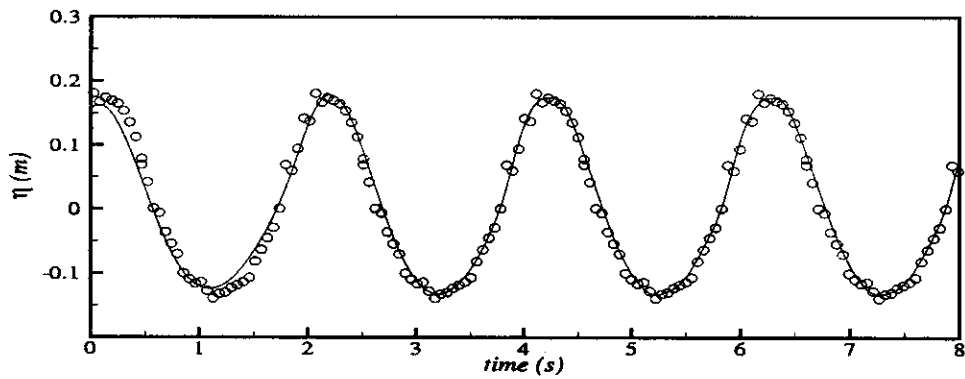


Figure 3 : Runup derrière le cylindre, $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=0.0$ Trait plein : simulation numérique; Symboles : Expérience

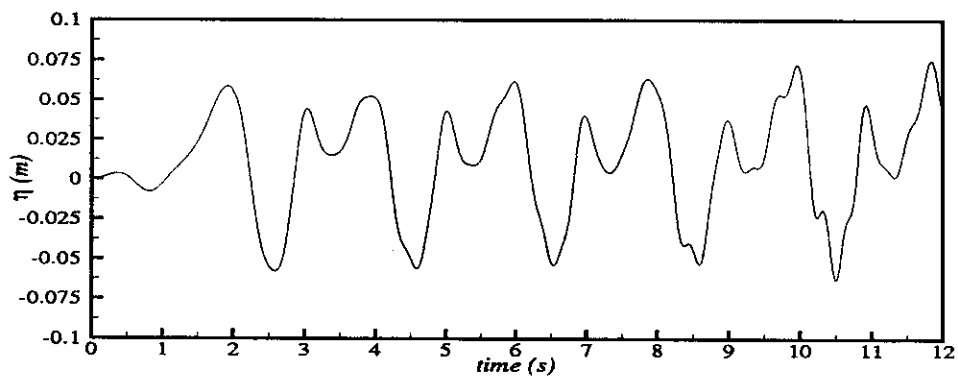


Figure 4 : Hauteur diffractée devant le cylindre, $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=0.13$

Les comparaisons préliminaires déjà effectuées [8] présentaient une meilleure stabilité, mais concernaient des maillages sensiblement plus grossiers que celui adopté ici. La première analyse semble donc indiquer que les instabilités observées à Froude non nul sont favorisées par le choix d'une discrétisation fine, associée à un faible nombre d'onde. Divers essais de raffinement du pas de temps et de variation de la fréquence des lissages n'ont pas permis pour l'instant de résoudre ce problème.

4.2 Efforts

Nous comparons ici les efforts globaux mesurés sur la maquette aux résultats des simulations numériques, pour l'essai à vitesse nulle $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=0.0$. Nous donnons tout d'abord, figure 5, le signal d'effort horizontal issu de la simulation numérique (calculé en eau de mer).

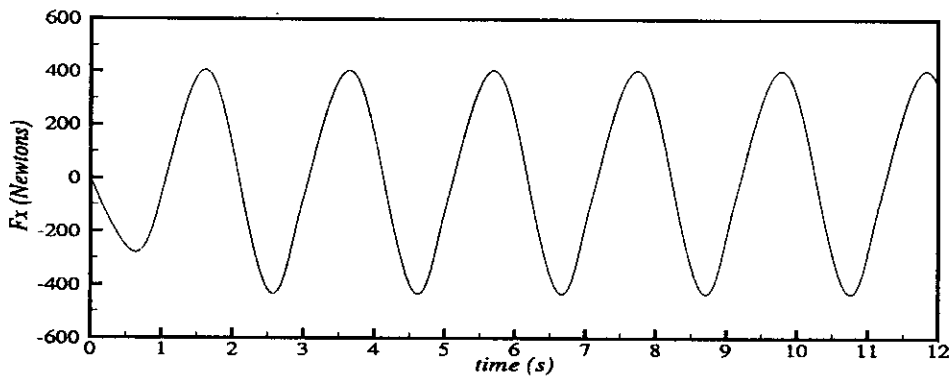


Figure 5 : Effort horizontal sur la maquette, $T=2.066s$, $H=0.30m$, $U=0.0$; Simulation numérique

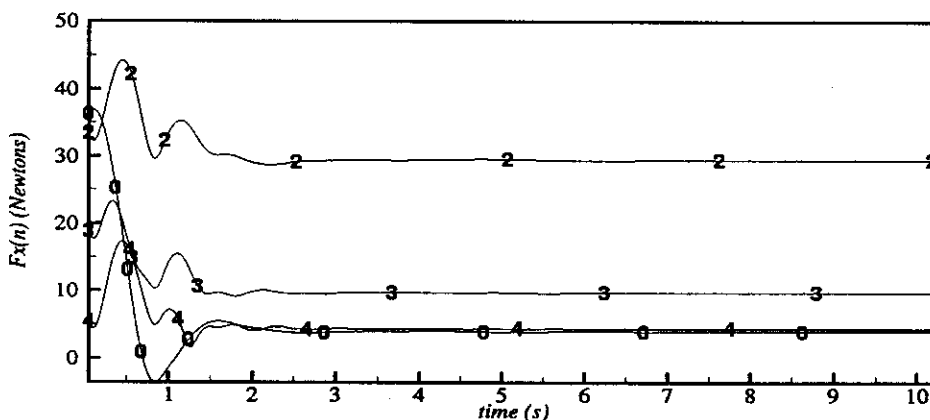


Figure 6 : Analyse glissante de la force horizontale - Harmoniques supérieures.

Ce signal d'effort, ainsi que le signal expérimental, ont été soumis à une analyse harmonique glissante. La figure 6 donne l'évolution des harmoniques supérieures du signal numérique d'effort

en fonction de l'instant initial de la fenêtre d'analyse. On confirme ici l'excellente stabilité des résultats déjà obtenus en [8] dans le cas d'un cylindre posé au fond, à faible nombre d'onde. Le tableau 2 compare les composantes harmoniques des efforts issus respectivement de la simulation numérique et des expériences, jusqu'à l'harmonique 4. Les valeurs corrigées issues du calcul ont été obtenues en tenant compte de la valeur de la hauteur de houle effectivement obtenue au voisinage de la maquette au cours de l'essai, qui est de 0.33m , soit 10% supérieure à la valeur spécifiée pour les calculs. L'accord obtenu sur les valeurs corrigées est excellent sur le fondamental et l'harmonique 2. Il reste très bon sur les harmoniques supérieures, compte tenu des incertitudes sur le contenu en harmoniques libres de la houle expérimentale.

	$F0$	$F1$	$F2$	$F3$	$F4$
<i>Experiences</i>	3.8	441	34.1	10.7	5.13
<i>Simulation</i>	2.8	409	29.5	9.71	4.37
<i>Simulation(avec correction)</i>	3.4	449	35.7	12.9	6.39

Tableau 2 : Composantes harmoniques des efforts horizontaux

5 Conclusion

La formulation présentée ici, appliquée au calcul des efforts de diffraction non-linéaire en l'absence de courant, nous a précédemment permis d'obtenir des résultats inédits et validés à un haut degré de précision par comparaison avec des valeurs expérimentales issues de l'Université d'Oslo [8]. Des résultats également extrêmement satisfaisants ont été en houle-courant, dans le cas d'un cylindre massif posé au fond, dans le régime de diffraction [2], [7]. Dans le cas abordé ici, où le nombre d'onde est sensiblement plus faible, le modèle numérique semble mis en difficulté par la présence du courant. Malgré un accord correct avec les expériences, des instabilités interdisent pour l'instant des simulations de longue durée lorsque le courant est non nul. Nos réflexions s'orientent actuellement vers l'étude de schémas d'intégration temporelle présentant de meilleures qualités de stabilité que le schéma de Runge-Kutta classique, par exemple en modifiant les coefficients pour favoriser la stabilité plutôt que l'erreur de troncature. Sur le plan expérimental, une nouvelle campagne d'essais prévue début 1999 verra la mise en oeuvre d'une procédure de mesure de l'élévation de surface libre sur la maquette à base de capteurs limnimétriques, probablement plus fiable que le relevé optique actuel, et permettant surtout d'accéder à l'historique complet de chaque essai.

Nous espérons à terme pouvoir comparer ces nouvelles données expérimentales à une version consolidée du modèle numérique, afin d'offrir dans le cas d'un courant superposé à la houle des analyses comparatives de même qualité que celles proposées jusque là dans le cas de la houle seule.

Remerciements :

Cette étude a été menée dans le cadre du projet CLAROM 'Surélévations de la houle au voisinage des structures offshore (AIRGAP)', financé par le CEP&M. Les auteurs remercient les partenaires du projet : Bureau Veritas, Doris Engineering, Ifremer, Principia RD et Sirehna, pour leur autorisation de publier des résultats issus du projet.

Références

- [1] . Büchmann, B., Skourup, J. and Cheung, K.F., 'Runup on a Structure due to Waves and Current'. Proc. 7th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE'97), vol 3, 48-55. Honolulu, Hawaii, USA, 1997.
- [2] Büchmann, B., Ferrant, P. and Skourup, J., 'Runup on a Body in Waves and Current. Fully Non-linear and Finite Order Calculations'. Proc. 13th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Alphen aan den Rijn, The Netherlands, 1998.
- [3] Emmerhof, O.J., P.D. Sclavounos, 'The Slow Drift Motion of Arrays of Vertical Cylinders', J. Fluid Mech., Vol. 242, pp 31-50, 1992.
- [4] Ferrant, P., 'Computation of Higher Order Diffraction Effects Using a Fully Nonlinear Simulation Method', Proc. 11th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hamburg, 1996.
- [5] Ferrant, P., 'Simulation of Strongly Nonlinear Wave Generation and Wave-Body Interaction using a 3D MEL Model', Proc. 21st ONR Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, 1996.
- [6] Ferrant, P., 'Non Linear Wave-Current Interactions in the Vicinity of a Vertical Cylinder', Proc. 12th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Carry-le-Rouet, 1997.
- [7] Ferrant, P., 'Runup on a Cylinder due to Waves and Current : Potential Flow Solution with Fully Nonlinear Boundary Conditions', Proc. 8th Int. Offshore and Polar Engg. Conf.(ISOPE'98), Montreal, 1998.
- [8] Ferrant, P., 'Fully Nonlinear Interactions of Long-Crested Wave Packets with a Three-Dimensional Body', Proc. 22nd ONR Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, 1998.
- [9] Ferrant, P., Malenica, S., Molin, B., 'Nonlinear Wave Loads and Runup on a Vertical Cylinder', Chapter in : Nonlinear Water Wave Interaction', Advances in Fluid Mechanics, Eds O. Mahrenholtz & M. Markiewicz, ISBN 1-85312-545-B, Computational Mechanics Publications, 1999.
- [10] Kim, D.J.,M.H. Kim, ' Interaction of a Large Three Dimensional Body with Waves and Currents by THOBEM', Proc. 10th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Oxford, 1995.
- [11] Le Noac'h, A., Buisine, D., Le Boulluec, M., 'Surélévations de la Houle autour d'un Cylindre', Rapport Ifremer DITI/GO/HA R11HA97, 1997.
- [12] Malenica, S., P.J. Clark, B. Molin, 'Wave and Current Forces on a Vertical Cylinder Free to Surge and Sway', Appl. Ocean Res.,Vol. 17, pp 79-90, 1995.
- [13] Nossen, J., J. Grue, E. Palm, 'Wave Forces on Three Dimensional Floating Bodies with Small Forward Speed', J. Fluid Mech., Vol. 227, pp135-160, 1991.
- [14] Saad, Y., M.H. Schultz, 'A Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Non-Symmetric Linear Systems', Research Report Yale University RR-254, 1983.
- [15] Teng, B., R. Eatock-Taylor, 'Application of a Higher Order BEM in the Calculation of Wave Runup on Bodies in a Weak Current', Int. J. Polar and Offshore Engg.,Vol. 5, no3, 1995.
- [16] Rienecker, M.M. & Fenton, J.D., 'A Fourier Approximation Method for Steady Water Waves', J. Fluid Mech., Vol. 104, pp 119-137, 1981.