

8^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

MODELISATION EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UNE DIGUE PARTIELLE

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL MODELLING OF THE FLOW AROUND A PARTIALLY SUBMERGED BREAKWATER

G. DUCLOS⁽¹⁾⁽²⁾, A.H. CLEMENT⁽¹⁾, L. GENTAZ⁽¹⁾, C. COLMARD⁽²⁾

⁽¹⁾ Laboratoire de Mécanique des Fluides (CNRS UMR6598) Ecole Centrale de Nantes, 1 Rue de la Noe, B.P.92101 44321 Nantes cedex 3, France. Alain.Clement@ec-nantes.fr

⁽²⁾ BOUYGUES OFFSHORE; Saint Quentin en Yvelines, France.

Résumé

Cette publication présente l'étude d'un ouvrage destiné à des zones côtières dans lesquelles la profondeur est trop importante (de l'ordre de 50m typiquement) pour adopter la configuration habituelle des digues posées sur le fond. La digue étudiée est de type BYBOP, brevetée par BOUYGUES OFFSHORE [1]. Elle est constituée d'un caisson perçant la surface libre monté sur des pieux de béton. De ce fait, la digue est partiellement perméable à la houle venant du large qui va pouvoir se transmettre en partie derrière l'ouvrage en passant dessous. L'objet final de l'étude est l'optimisation de la forme de cet ouvrage au point de vue hydrodynamique au regard des coefficients de réflexion, de dissipation et de transmission, tout en minimisant les efforts et le moment de renversement. Nous relatons ici la validation de deux codes de calcul simulant l'interaction de la houle avec la digue, afin de déterminer dans quelle mesure ils pourront être utilisés dans la phase ultérieure d'optimisation. On a utilisé les codes de simulation temporelle des écoulements bidimensionnels à surface libre développés au LMF: CANAL en approche potentielle totalement non-linéaire, et la version bidimensionnelle d'ICARE pour l'approche en fluide visqueux. Une campagne d'essais, effectuée en canal étroit sur des maquettes de cette digue, a fourni les résultats expérimentaux qui sont comparés ici aux résultats numériques des codes de calcul.

Summary

The breakwater under consideration is intended to be installed in coastal areas where the water depth may be important (typically fifty meters). For that reason, it is constituted of a free-surface piercing solid caisson mounted on concrete piles instead of being bottom standing as usual. This configuration makes it partly permeable to the incoming ocean waves which can propagate below. The final goal of the study is the hydrodynamical optimization of this breakwater with regard to the transmission and reflection coefficient, together with forces and moment minimization. The end effects being disregarded at the moment, the problem is considered as a 2D one and it is investigated both experimentally, in a physical wave tank, and numerically in two Numerical Wave Tanks (NWT): the first one considering a potential flow, the second one simulating a viscous flow around the structure.

I- INTRODUCTION

Ces dernières années, de nombreuses recherches ont été faites sur de nouveaux types de brise vague : les digues partielles. Leurs intérêts sont grands, lorsque le site à protéger est en eau très profonde car la construction de digues conventionnelles telles que des digues en enrochement ou des digues verticales, serait difficile et présenterait des coûts importants. Les digues partielles sont constituées d'un ou plusieurs corps perçant la surface libre et sont fixées de façon rigide au sol par des pieux, ainsi la houle venant du large communique avec l'eau du port.

Le but de l'étude est d'optimiser les performances de ce type d'ouvrage en modifiant la géométrie. Cette recherche peut assurément être réalisée expérimentalement, mais une accumulation de tests sur un grand nombre de maquettes peut rapidement devenir onéreux. Une étude préliminaire avec des codes numériques serait très avantageuse car permettrait d'éliminer des configurations sans intérêt. L'objectif de ce papier est de montrer dans quelle mesure les codes peuvent remplacer les expérimentations. Pour ce faire les mesures réalisées en bassin bidimensionnel seront comparées aux résultats issus des codes CANAL et ICARE dans sa version bidimensionnelle. Une description succincte de ces deux codes et du montage expérimental est présentée en première partie de ce papier, elle est suivie d'une étude comparative de ces trois modélisations de l'écoulement autour d'une digue de type BYBOP [8] ,[9] et [14].

II-CANAL A HOULE NUMERIQUE EN THEORIE POTENTIELLE

Le premier des deux codes de calcul utilisés dans cette étude est un bassin à houle numérique en théorie potentielle. Ce code (CANAL) est en développement au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'ECN depuis la fin des années 80 [3]. Il a été utilisé pour de nombreuses études, et on trouvera dans les références suivantes [6] [10] [11] [19] les détails théoriques et numériques utiles à une compréhension approfondie. L'objet de cet article étant une application, nous ne rappellerons ici que l'essentiel de la méthode et les caractéristiques principales du code.

Les hypothèses de base sont celle de la théorie des écoulements à potentiel des vitesses, soit : fluide parfait isovolume, écoulement irrotationnel, pas de tension superficielle. La simulation en domaine temporel consiste à rechercher la fonction potentiel $\Phi(M, t)$ de laquelle on va pouvoir déduire à tout instant les grandeurs cinématiques et dynamiques de l'écoulement : vitesse par $V = \nabla\Phi$, pression dynamique par $p_d = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2$. Les variables sont adimensionnalisées par rapport à la hauteur d'eau h pour les longueurs et par $\sqrt{h/g}$ pour les temps, g étant l'accélération de la pesanteur. La masse volumique est unitaire et la pression atmosphérique nulle.

La figure (1) précise les notations utilisées : le domaine fluide (variable) est noté \mathcal{D} . Il est borné par la surface libre \mathcal{F} , Le fond plan horizontal \mathcal{S} , et la surface mouillée de la digue \mathcal{B} .

L'extrémité droite du bassin, en arrière du brise-lame vis à vis de la houle incidente, jouera le rôle d'absorbeur de vagues. Deux méthodes numériques sont ici combinées : une plage absorbante (cf : [2]) obtenue par addition d'un terme dissipatif à la condition dynamique de surface libre (2) est couplée à une condition de Neumann de type "piston absorbant" sur la surface verticale de fermeture \mathcal{R} . L'efficacité en absorption de cette combinaison de méthodes a été exposée dans [7]. Depuis cette publication, des améliorations ont encore été apportées à ce principe en adoptant un contrôle auto adaptatif de type SAFF (Self Adaptive Feedback-Feedforward) pour ce qui concerne la réaction du piston à l'effort hydrodynamique sur sa surface. Initialement développée pour les absorbeurs physiques équipant les bassins de houle [13], cette stratégie a été transposée avec succès dans les bassins numériques [20].

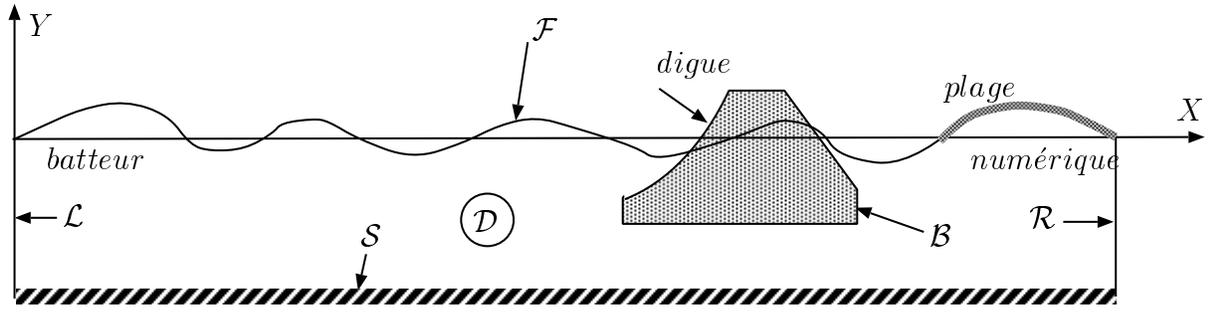


Figure 1. définition et schéma du canal à houle numérique

La génération des vagues incidentes à l'extrémité gauche du canal se fait ici comme dans le bassin physique par le mouvement contrôlé de la surface verticale \mathcal{L} . L'utilisateur du code donne la loi de vitesse $v(t)$ (eq.6) de cette surface par l'intermédiaire d'une sous-routine liée au code principal. Une technique plus sophistiquée [15] consistant à introduire un ou plusieurs doublets tournants dans le domaine fluide avait été présentée aux dernières *Journées de l'Hydrodynamique* à Marseille [16]. Elle n'a pas été utilisée ici et nous avons gardé la méthode plus physique du batteur de houle à des fins de comparaison avec l'expérience et avec l'autre approche numérique présentées plus loin.

Grâce aux hypothèses ci-dessus, on peut montrer que le potentiel recherché $\Phi(M, t)$ est la solution dans le domaine variable \mathcal{D} du problème initial aux limites suivant :

- équation de LAPLACE

$$\Delta\Phi = 0 \quad M(X, Y) \in \mathcal{D}; \forall t \geq 0 \quad (1)$$

- Condition dynamique de surface libre

$$\frac{D\Phi}{Dt} = -Y + \frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 + B(t) \quad M(X, Y) \in \mathcal{F}; \forall t > 0 \quad (2)$$

- Condition cinématique de surface libre

$$\frac{DX}{Dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial X}; \frac{DY}{Dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial Y} \quad M(X, Y) \in \mathcal{F}; \forall t > 0 \quad (3)$$

- Condition de glissement sur le corps

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0 \quad M(X, Y) \in \mathcal{B}; \forall t \geq 0 \quad (4)$$

- Condition de glissement sur le fond

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0 \quad M(X, Y) \in \mathcal{S}; \forall t \geq 0 \quad (5)$$

- Condition de glissement sur le générateur de vagues

$$\frac{\partial\Phi}{\partial X} = v(t) \quad M(X, Y) \in \mathcal{L}; \forall t > 0 \quad (6)$$

– Condition de glissement sur l'absorbeur

$$\frac{\partial \Phi}{\partial X} = u(t) \quad M(X, Y) \in \mathcal{R}; \forall t > 0 \quad (7)$$

où l'on a noté $\frac{D}{Dt}$ la dérivée particulière suivant un point de la surface libre. $B(t)$ est la constante de Bernoulli qui représente le niveau de référence de pression nulle.

La vitesse instantanée $u(t)$ de l'absorbeur actif \mathcal{R} est directement liée à l'intégrale de la pression dynamique sur sa surface (cf : [7]). Sa détermination nécessite donc la résolution en parallèle du même problème initial aux limites mais pour le problème en $\Psi = \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ qui donnera accès à la pression recherchée. Cette résolution supplémentaire n'alourdit pas sensiblement le calcul global puisqu'on utilise le même noyau des équations intégrales, donc la même matrice que pour le problème en Φ dans la résolution numérique. La résolution en Ψ permet alors de calculer $f(t)$

$$f(t) = \int_{-1}^{\eta} -\Psi(Y, t)_{M \in \mathcal{R}} dY \quad (8)$$

puis la vitesse instantanée de l'absorbeur dynamique par :

$$u(t) = \frac{1}{1 - \alpha} \left[\int_0^t m(t - \tau) u(\tau) d\tau - \int_0^t h_r(t - \tau) f(\tau) d\tau \right] \quad (9)$$

Les fonctions m et h_r pour le piston absorbeur sont données dans [17] et [20]. La variable de contrôle α est déterminée en ligne par un filtre de Kalman étendu [12] de manière à adapter la loi de régulation (9) à la fréquence instantanée du signal $f(t)$. Le pilotage de l'absorbeur \mathcal{R} est donc, en ce sens, auto-adaptatif (cf : [13]).

A partir de là, en se donnant des conditions initiales de repos sur la surface libre, sur les frontières du domaine, et la loi de vitesse $v(t)$ du générateur, on résout les problèmes Φ et Ψ par une méthode de singularités de Rankine dont les caractéristiques sont les suivantes :

- méthode dite *directe* (i.e sources + doublets sur les frontières),
- distributions de singularités d'ordre 1 (i.e variation linéaire des inconnues sur les facettes),
- prise en compte des images des singularités par rapport au fond plan afin de limiter le nombre d'inconnues et la taille des systèmes linéaires résultants,
- résolution du système linéaire par un algorithme de type GMRES préconditionné,
- intégration des équations différentielles en temps (2) et (3) par un algorithme Runge-Kutta 4ème ordre avec adaptation dynamique du pas de temps,
- contrôle SAFF (eq.9) introduit dans le jeu d'équations différentielles par identification (méthode de Prony) des fonctions m et h_r (cf.[20])
- remaillage de surface libre pondéré par la courbure locale permettant d'éviter les instabilités et le regroupement des noeuds lagrangiens de la surface libre.

Avec le code dans cette configuration, nous avons pu effectuer des simulations temporelles à long terme en houle régulière afin d'établir les caractéristiques de transmission et de réflexion de plusieurs versions de la digue BYBOP [8] ,[9] et [14]. Les efforts hydrodynamiques ainsi que le moment de renversement ont été calculés dans le même temps.

III- CANAL A HOULE NUMERIQUE EN FLUIDE VISQUEUX

Le second code utilisé est le code ICARE développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'ECN depuis 1994 [5].

Il permet de simuler des écoulements tridimensionnels, instationnaires et turbulents pour un fluide incompressible, visqueux et newtonien en présence d'une surface libre. Pour cela, le domaine étudié, représenté sur la figure 2, est représenté par un maillage structuré et les équations du problème sont discrétisées par des schémas de différences finies. La méthode est totalement couplée pour les inconnues de vitesses, pression et hauteur de surface libre c'est à dire qu'à chaque itération, un seul système linéaire regroupant les inconnues citées précédemment est résolu [5]. Ceci permet un couplage vitesses-pression beaucoup plus efficace qu'avec les méthodes faiblement couplées comme SIMPLER [22] classiquement utilisées, ce qui est indispensable pour la simulation d'écoulements instationnaires. Ici, la version bidimensionnelle [21] du code ICARE est utilisée pour un écoulement supposé laminaire.

Les équations du problème portent donc sur les inconnues suivantes : le champ de vitesses cartésien $V(u_1, u_2)$, le champ de pression p incluant pression totale et effets gravitationnels, ainsi que l'élévation de surface libre η . Ces équations initialement définies dans un système de coordonnées cartésiennes sont modifiées à l'aide d'une transformation partielle : les variables dépendantes (les coordonnées de vitesse) restent exprimées dans le repère cartésien mais les variables indépendantes (i.e les variables d'espace) cartésiennes initialement utilisées sont remplacées par les variables curvilignes $(\varepsilon^1, \varepsilon^2)$ associées à la géométrie du domaine fluide (les frontières ainsi que toutes les lignes de maillage sont définies par des courbes $\varepsilon^1 = cste$ ou $\varepsilon^2 = cste$).

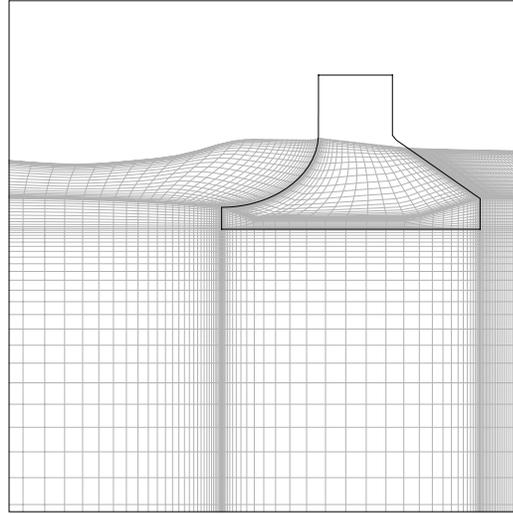


Figure 2. maillages interne et externe au corps perçant la surface libre

Les équations pour un fluide de masse volumique ρ et de viscosité cinématique ν ainsi obtenues sont les suivantes en utilisant la convention de sommation sur les indices répétés (les indices i, j, k et l valent 1 ou 2) :

- équations de Navier-Stokes (en laminaire)

$$\frac{\partial u^\alpha}{\partial t} + (a_j^k (u^j - v^j) - \nu f^k) \frac{\partial u^\alpha}{\partial \varepsilon^k} + \frac{1}{\rho} a_\alpha^k \frac{\partial p}{\partial \varepsilon^k} = \nu \left(g^{kl} \frac{\partial^2 u^\alpha}{\partial \varepsilon^k \partial \varepsilon^l} \right) \quad (10)$$

$$\alpha \in \{1, 2\}; M \in \mathcal{D}; \forall t \geq 0$$

- équation de continuité

$$a_j^i \frac{\partial u^j}{\partial \varepsilon^i} = 0 \quad M \in \mathcal{D}; \forall t \geq 0 \quad (11)$$

Les conditions aux limites non-linéaires de surface libre s'appliquent sur la position instantanée \mathcal{F} de cette surface (les termes de tension superficielle ne sont pas pris en compte) :

– Condition cinématique de surface libre

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{a_{11}} \frac{\partial \eta}{\partial \varepsilon^1} = u^2 \quad M \in \mathcal{F}; \forall t \geq 0 \quad (12)$$

– Condition dynamique tangentielle

$$(a_k^j a_k^2 a_{1i} + a_k^j a_i^2 a_{1k}) \frac{\partial u^i}{\partial \varepsilon^j} = 0 \quad M \in \mathcal{F}; \forall t \geq 0 \quad (13)$$

– Condition dynamique normale

$$\rho g \eta - p = -2\rho\nu \frac{a_i^2 a_j^2}{|a^2|^2} a_j^k \frac{\partial u^i}{\partial \varepsilon^k} \quad M \in \mathcal{F}; \forall t \geq 0 \quad (14)$$

Dans les équations ci-dessus, les coefficients suivants sont des éléments dépendant de la géométrie du domaine fluide et sont calculés à chaque itération en chaque noeud du maillage :

- les coefficients covariants de la matrice (a_{ij}) définis par $a_{ij} = \frac{\partial x^j}{\partial \varepsilon^i}$ avec $(i, j) \in \{1, 2\}$
- la matrice des coefficients contravariants $(a_i^j) = (a_{ij})^{-1}$
- Le jacobien $J = \det(a_{ij}) = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$
- le tenseur métrique contravariant g^{ij} et les fonctions de contrôle de grille f^k
- les vitesses de déplacement du maillage $v_g^i = \frac{\partial x^i}{\partial t}$

Sur le générateur de vagues \mathcal{L} , une condition de Dirichlet avec la loi de vitesse $v(t)$ du batteur est utilisée. Sur le mur aval \mathcal{R} ou le fond \mathcal{S} , des conditions d'adhérence sont imposées. Contrairement au code fluide parfait CANAL, le mur aval \mathcal{R} n'est pas utilisé comme système d'absorption actif. Le maillage entre l'abscisse $x = 5$ après la digue et l'extrémité aval du bassin est progressivement relâché (suivant la direction horizontale) afin de faciliter l'amortissement numériques des ondes transmises [23].

Les équations du problème sont discrétisées par des schémas de différences finies précis au second ordre en espace et en temps.

Une équation de pression est formée à partir des équations (10) et (11) discrétisées pour chaque cellule du domaine. Des inconnues supplémentaires dites pseudo-vitesses, regroupant le terme de convection et le second membre dans les équations de transport discrétisées permettent de simplifier les équations. Une interpolation de type Rhie et Chow est utilisée pour l'équation de pression afin d'éviter d'éventuels problèmes de découplage pair-impair [24]. Cette interpolation est modifiée pour les cellules en contact avec la surface libre en utilisant les conditions aux limites de surface libre. Ceci permet d'améliorer le conditionnement du bloc matriciel relatif aux inconnues de pression dans cette équation de pression [5].

La condition dynamique normale (14) est utilisée comme une relation implicite entre la pression et l'élévation de surface libre afin de déterminer cette dernière. La condition cinématique (12) et la condition dynamique tangentielle (13) sont modifiées pour former deux conditions aux limites sur les vitesses pour la surface libre \mathcal{F} . Sur les parois solides, la condition d'adhérence fournit les conditions aux limites pour les vitesses.

Le code étant limité à des calculs sur maillages structurés monoblocs, la prise en compte de la digue se fait ici en imposant des conditions aux limites internes sur des surfaces immergées correspondant à des lignes de maillage (fig. 2). Pour cela, un maillage, incluant continuellement le domaine fluide et la partie immergée du caisson, est construit de façon à faire coïncider les contours de la digue avec certaines lignes de ce maillage. Sur ces lignes de maillage particulières, la présence des parois solides est modélisée par la condition d'adhérence. Pour les noeuds du maillage voisins de ces lignes particulières et appartenant au domaine fluide, les schémas des

équations de transport sont décentrés comme dans le cas de frontières solides classiques. Pour les points intérieurs appartenant à la digue, des vitesses et une pression nulle sont considérées. Cette technique dite de *conditions aux limites immergées* confère au code des possibilités d'applications proches de celles d'un code multibloc.

Finalement, à chaque itération, un système linéaire regroupant les équations de Navier-Stokes discrétisées, l'équation de pression, la condition dynamique normale ainsi que les conditions aux limites sur les vitesses est constitué puis résolu par une méthode itérative de type gradient bi-conjugué stabilisé Bi-CGSTAB [25] bien adaptée à l'inversion de systèmes linéaires creux et de grande taille. Le domaine fluide est alors remaillé suivant la nouvelle déformée de surface libre (méthode de suivi d'interface). Des détails supplémentaires sur cette méthode couplée pourront être trouvés dans [5] ou [21].

La figure 3 montre un exemple de la vorticité dans l'écoulement autour de la digue au cours d'une simulation temporelle.

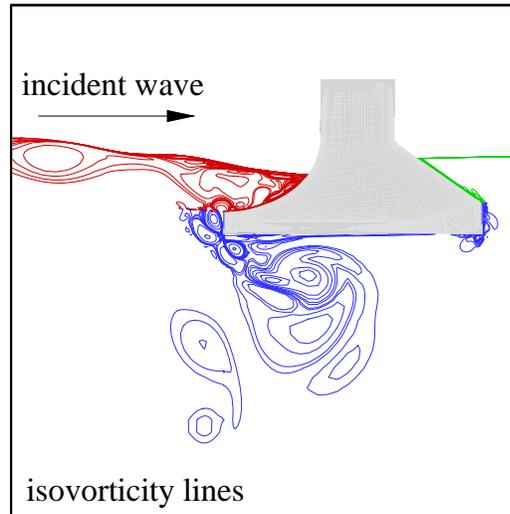


Figure 3. vorticité autour du Bybop estimée par ICARE

IV- LE MONTAGE EXPERIMENTAL

L'étude expérimentale a été réalisée dans le canal bidimensionnel du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes. La largeur du bassin n'étant que de 0.5 m pour une longueur de 40 m, les phénomènes transversaux ont été négligés devant les écoulements principaux.

Le canal possède à l'une de ses extrémités un générateur de type piston (fréquence maximale de 2 Hz) et à l'autre extrémité, un amortisseur de type plan incliné.

Un des deux côtés longitudinaux est muni de surfaces vitrées permettant la visualisation des phénomènes.

La maquette ( chelle 1/60) présentée sur la fig 6 est positionnée au niveau de la vitre centrale (  15.35 m du batteur), son tirant d'eau est de 0.152 m pour une profondeur d'eau de 0.80 m. La maquette est maintenue à la balance par l'intermédiaire d'un treillis, elle-même fixée aux parois du canal à l'aide d'un support. La digue présente à la houle venant du large une surface elliptique, tandis que la face côté port est un plan incliné à 45%.

Les mesures de houle sont réalisées grâce à 8 sondes résistives, 4 en amont de la maquette et 4 en aval. Un schéma du montage est visible sur la figure 4.

Le tenseur des efforts est calculé à partir des relevés effectués avec une balance 6 composantes réalisée au laboratoire et visible sur la figure 5.

L'écoulement est visualisé grâce à un dispositif laser, également présent sur la figure 5. Le faisceau de lumière est dirigé vers un barreau de verre vertical, ce qui a pour effet de créer un plan de lumière horizontal. Ce plan est ensuite réfléchi sur un miroir incliné à 45  et positionné sous la maquette, ce qui génère une nappe lumineuse dans le plan $\vec{x}\vec{z}$. L'ensemencement est réalisé

avec de la sciure de bois. Des enregistrements vidéo et des photos permettant de visualiser les trajectoires des particules ont été effectués au cours des expériences.

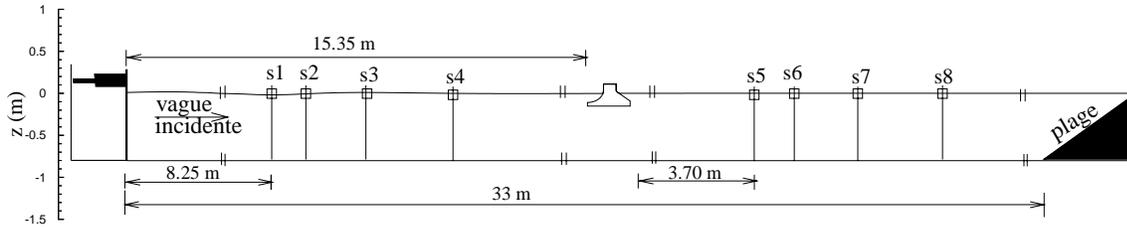


Figure 4. le montage expérimental



Figure 5. le montage expérimental

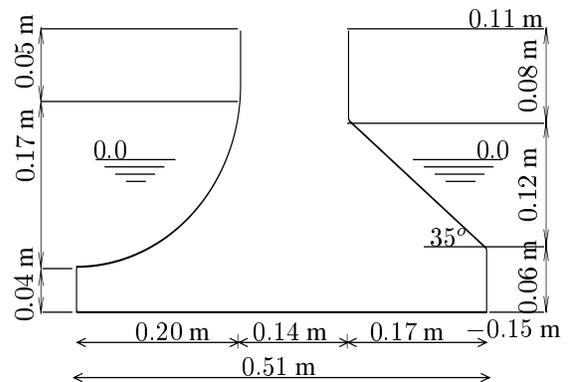


Figure 6. schéma de la maquette

V- RESULTATS ET ANALYSE COMPARATIVE

Les comparaisons, entre les résultats expérimentaux et les calculs issus des deux codes utilisés, sont effectuées ici avec une houle créée par un mouvement de batteur de période $T = 1.04s$ et d'amplitude $A = 0.01m$. Ce qui correspond au réel à une houle de période $T = 8s$. Dans ces conditions, la mesure de la houle transmise expérimentale n'est pas fiable, son amplitude est très faible et de l'ordre de grandeur des parasites. L'incertitude expérimentale est estimée à 5% environ sur la mesure de houle et à moins de 3% sur les mesures d'efforts. Les résultats numériques ont été obtenus avec CANAL en 68 h et en 200 h avec ICARE sur station à processeur Alpha.

1-L'écoulement

La figure 7 représente l'évolution de la surface libre relevée par la sonde s1, laquelle a été superposée à la houle calculée au même emplacement par les codes CANAL et ICARE. L'accord dans le régime établi est très satisfaisant; il l'est moins dans la phase transitoire, où les

effets non linéaires peuvent être importants. L'élévation expérimentale et l'élévation calculée par ICARE restent très proches pendant la phase de réflexion tandis que l'élévation estimée par CANAL s'éloigne légèrement, ce dernier code ne prenant pas en compte les effets visqueux. Des comparaisons en d'autres points amont du canal conduisent aux mêmes résultats.

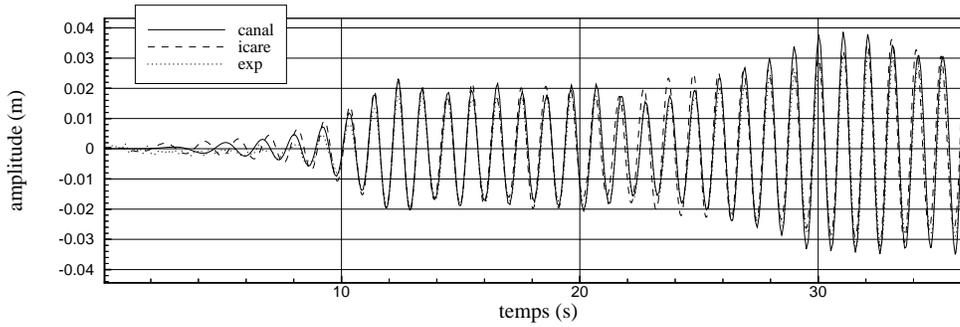


Figure 7. comparaison entre élévations mesurées et calculées à la sonde s1

Pour affiner la comparaison, une analyse spectrale, basée sur la méthode de Goda et Suzuki [26], a été réalisée. Cette méthode permet de déterminer le spectre de la houle incidente et le spectre de la houle réfléchie à partir de deux relevés d'élévation de surface libre proches l'un de l'autre. Les amplitudes incidente et réfléchie s'écrivent respectivement :

$$a_{Ii} = \frac{1}{2|\sin k_i \Delta l|} \left[(A_{2i} - A_{1i} \cos k_i \Delta l - B_{1i} \sin k_i \Delta l)^2 + (B_{2i} - B_{1i} \cos k_i \Delta l + A_{1i} \sin k_i \Delta l)^2 \right]^{1/2} \quad (15)$$

$$a_{Ri} = \frac{1}{2|\sin k_i \Delta l|} \left[(A_{2i} - A_{1i} \cos k_i \Delta l + B_{1i} \sin k_i \Delta l)^2 + (B_{2i} - B_{1i} \cos k_i \Delta l - A_{1i} \sin k_i \Delta l)^2 \right]^{1/2} \quad (16)$$

avec A_{1i} , B_{1i} les coefficients de Fourier issus du relevé de la sonde s1 et A_{2i} , B_{2i} ceux issus de la sonde s2. Ces coefficients sont calculés à l'aide d'une analyse FFT.

En résolvant les équations (15) et (16) pour chaque fréquence discrète, on obtient les spectres d'amplitude de la houle incidente et de la houle réfléchie. Pour que ces spectres soient précis, il faut un pas de fréquence petit et donc un relevé d'élévation d'une durée importante. Or pour pouvoir étudier un régime sans être perturbé par un autre (par exemple étudier la réflexion de l'ouvrage sans que la réflexion sur le batteur ne gêne l'expérience) il faut une fenêtre temporelle assez petite. La solution est d'utiliser la technique du "zéro-padding" qui consiste à prendre une fenêtre temporelle $N * dt$ (dt le pas de temps) et de rajouter des zéros :

$$x_{zp}(n) = \begin{cases} x(n) & \text{si } 0 < n < N \\ 0 & \text{si } N + 1 < n < M \end{cases}$$

Ainsi le pas de fréquence passe de $\Delta f = \frac{Fe}{N}$ à $\Delta f = \frac{Fe}{M}$. Il n'y a pas de création d'information, avec N échantillons temporels, il n'y a que N descriptions fréquentielles indépendantes, les autres sont interpolées. N doit cependant rester important pour éviter un spectre trop étalé.

La méthode d'analyse de Goda et Suzuki présente des singularités lorsque

$$\sin(k_i \Delta l) = 0 \quad \text{ou} \quad \Delta l = n \frac{\lambda_i}{2}$$

où k_i et λ_i sont, respectivement, le nombre d'onde et la longueur d'onde correspondant à la fréquence discrète f_i , Δl est la distance entre les deux sondes utilisées et n est un entier.

Ces singularités produisent dans le spectre des pics aux fréquences critiques.

Les sondes s1 et s2, distantes de $\Delta l = 0.5$ m, ont été utilisées pour étudier l'écoulement amont. La figure 8, qui est le tracé de $\sin(k_i * 0.5)$, permet de localiser les fréquences critiques.

La figure 9 présente les spectres d'amplitudes incident, réfléchi et transmis. La houle incidente possède une composante en ω_0 et une composante en $2\omega_0$ petite devant la première. Le spectre réfléchi indique que la houle qui lui correspond est également constituée d'une première composante en ω_0 et d'une deuxième en $2\omega_0$ mais dans ce cas cette dernière n'est pas négligeable.

Ce phénomène est observable sur les visualisations temps-fréquence des figures 10 et 11. Il faut bien noter que cette visualisation ne permet pas de faire une analyse quantitative, mais est cependant très intéressante pour comprendre l'écoulement.

Pour avoir une résolution en fréquence de bonne qualité il faut utiliser à chaque pas de temps une fenêtre temporelle assez importante, le spectre qui en résulte ne correspond pas à un instant précis mais à une moyenne. Ainsi pour réaliser les figures 10 et 11, le spectre résultant de l'analyse entre t_1 et t_2 est placé à $t = t_1$. Les spectrogrammes des figures 10 et 11, indiquent que le batteur génère principalement du fondamental, que la digue réfléchit une quantité importante de cette composante en ω_0 et qu'elle génère du second harmonique en $2\omega_0$. Ce dernier, se propageant plus lentement que le fondamental, apparaît bien après celui-ci. Les raies fines correspondent aux singularités, elles sont bien positionnées aux fréquences qui annulent $\sin(k_i * 0.5)$ sur la figure 8.

Les spectrogrammes réalisés avec les élévations calculées par CANAL et ICARE présentent le même résultat, à une petite différence d'amplitude près.

Ainsi les figures 12 et 13 qui présentent la superposition des spectres, expérimental et numériques vont permettre d'apprécier ces écarts. La comparaison de la houle incidente, figure 12, est très bonne au regard du fondamental, néanmoins un écart de 10% environ est observable entre la valeur expérimentale et le calcul d'ICARE (il est de 5% environ avec le calcul de CANAL), celui-ci étant en grande partie dû à l'incertitude de mesure. La figure 13 montre que les codes amplifient légèrement l'amplitude de la composante en ω_0 de la houle réfléchie, environ 20% pour CANAL et 14% pour ICARE mais comme dans ce cas la différence sur la houle incidente est de l'ordre de 10%, le rapport est très bon. Les codes détectent la formation, par l'ouvrage, de la composante en $2\omega_0$. Il semble que le code en fluide parfait la surestime (48% environ), alors que celui en fluide visqueux la sous-estime (45% environ).

A partir des spectres de houle il est possible de calculer les coefficients de transmission et de

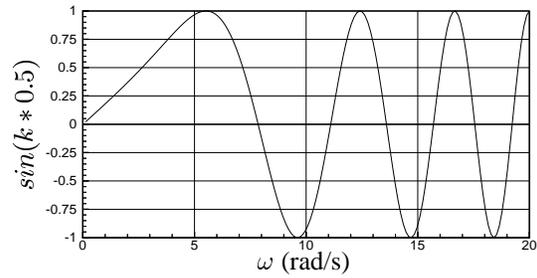


Figure 8. localisation des singularités

$$\sin(k_i * 0.5) = 0$$

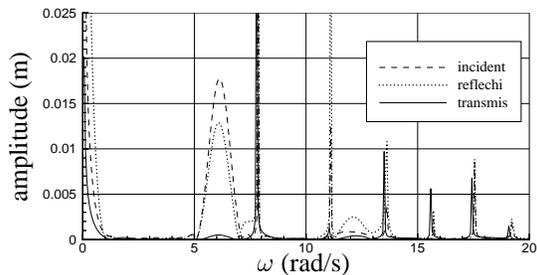


Figure 9. spectres d'amplitude incident, réfléchi et transmis

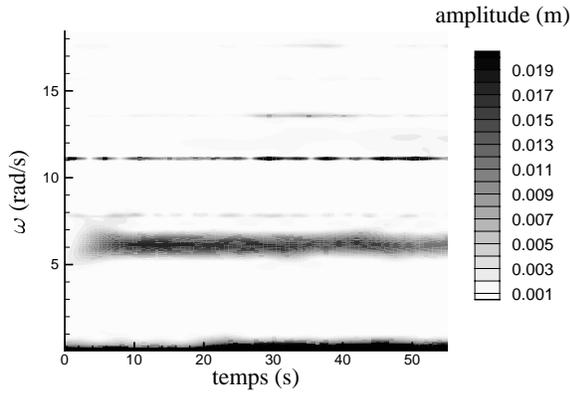


Figure 10. spectrogramme incident

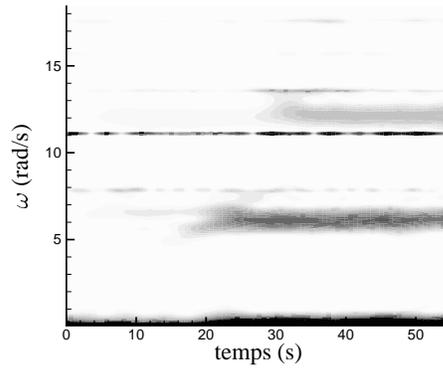


Figure 11. spectrogramme réfléchi

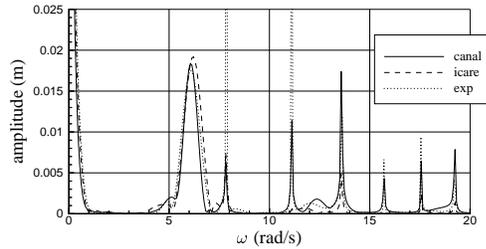


Figure 12. spectre incident

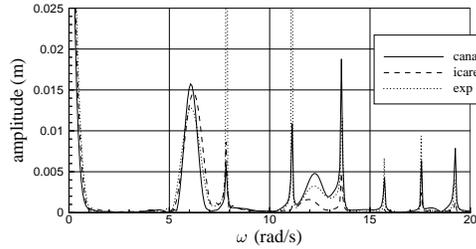


Figure 13. spectre réfléchi

réflexion en énergie de l'ouvrage. Ces coefficients s'écrivent respectivement :

$$kt = \sqrt{\frac{Et}{Ei}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (At_i)^2 \delta_i}{\sum_{i=1}^n (Ai_i)^2 \delta_i}} \quad kr = \sqrt{\frac{Er}{Ei}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (Ar_i)^2 \delta_i}{\sum_{i=1}^n (Ai_i)^2 \delta_i}}$$

Ei est l'énergie incidente, elle correspond à l'aire sous le spectre du carré de l'amplitude incidente pour une largeur de bande de $n\delta_i$.

La définition est la même pour l'énergie transmise Et et l'énergie réfléchie Er , avec respectivement l'amplitude transmise et l'amplitude réfléchie.

La figure 14 présente une étude de l'influence de la largeur de la bande de fréquence sur laquelle est calculée l'énergie. db est le nombre de pas de fréquence ajoutés de chaque côté de la fréquence théorique ω_{th} , ainsi la bande de fréquence est large de $2db * \delta_i$ et est centrée autour de ω_{th}

Les amplifications brutales surviennent lorsque la bande utilisée contient une singularité.

L'évolution des coefficients au cours du temps, pour les trois supports, est tracée sur la figure 15. Les coefficients sont différents de zéro au début de la simulation, alors qu'il n'y a pas encore eu de réflexion sur l'ouvrage. Cette erreur semble provenir de la méthode de Goda et Suzuki qui ne fonctionne pas lorsqu'il y a propagation de houle dans un seul sens. Les trois coefficients de réflexion suivent la même évolution et il en est de même des trois coefficients de transmission. Les coefficients de transmission et de réflexion de la maquette se lisent à partir de $t = 26s$. Les calculs ont tendance à surestimer les valeurs expérimentales. CANAL et ICARE donnent des coefficients de transmission sensiblement identiques mais très éloignés des valeurs expérimentales. Cet écart provient certainement des mesures, l'amplitude de la houle transmise est très faible et de l'ordre de grandeur des parasites de mesure. Pour les coefficients de

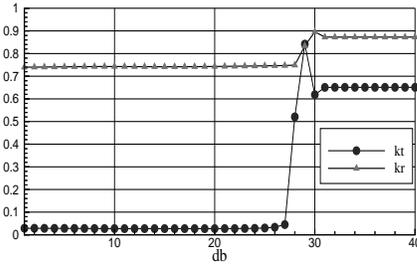


Figure 14. coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la largeur de la bande d'intégration

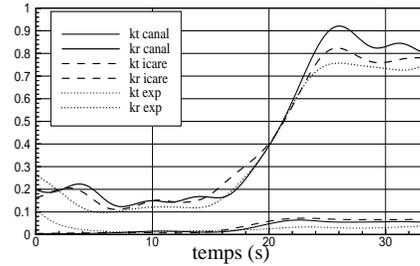


Figure 15. comparaison des coefficients de réflexion et de transmission calculés et mesurés au cours du temps

réflexion, le résultat de CANAL est plus éloigné de l'expérience que celui d'ICARE, les écarts, tout à fait acceptables compte tenu de la diversité des approches, sont respectivement de l'ordre de 14% et de 5%, cette différence pouvant être attribuée aux hypothèses de fluide parfait dans le premier cas.

2-Les efforts

Les figures 16, 17 et 18 comparent respectivement la force horizontale, la force verticale et le moment suivant l'axe transversal. Les données expérimentales ont été filtrées à l'aide d'un filtre passe-bas afin d'ôter la fréquence de résonance de la balance. Comme pour le calcul de la déformée de surface libre, les codes présentent des difficultés à appréhender les efforts durant la phase transitoire. En revanche, en régime établi, la tendance des résultats est très satisfaisante. L'effort horizontal, semble être la valeur la plus difficile à approximer, l'écart est de l'ordre de 25% avec CANAL et de l'ordre de 20% avec ICARE. Des tests de raffinement de maillage demandent à être effectués pour vérifier si il y a bien convergence des efforts. Il est probable que cette différence provienne de la difficulté à modéliser avec précision le "runup" sur la face avant de l'ouvrage. En outre les écarts sur l'estimation de l'effort vertical et du moment de renversement, sont respectivement de l'ordre 16% et 9% avec le code en fluide parfait, et de 5% avec le code en fluide visqueux.

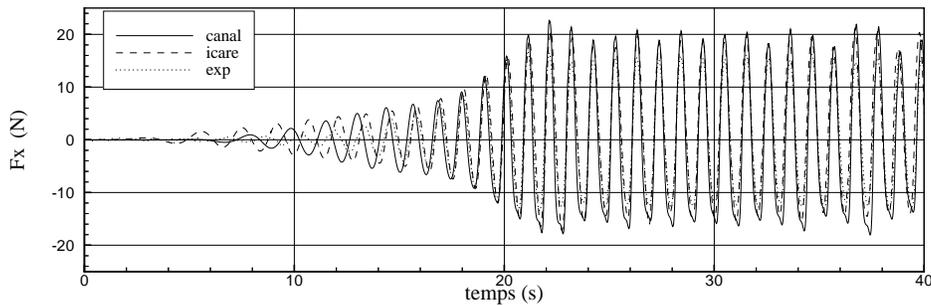


Figure 16. comparaison entre les forces horizontales sur l'obstacle mesurée et calculées

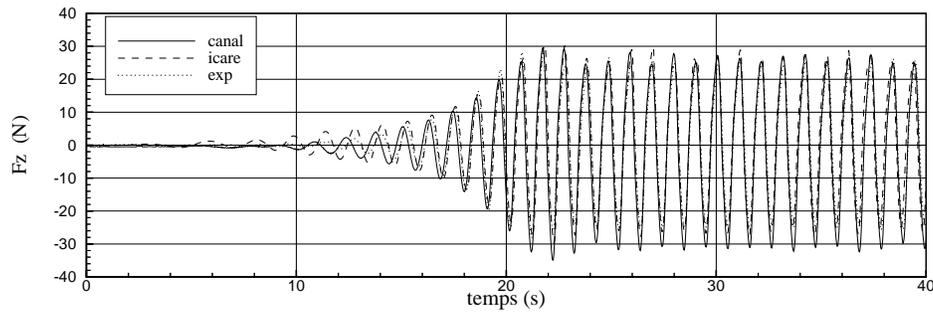


Figure 17. comparaison entre les forces verticales sur l'obstacle mesurée et calculées

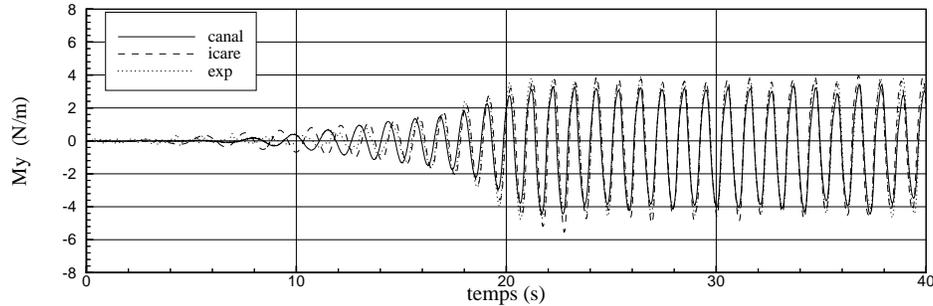


Figure 18. comparaison entre les moments transversaux de l'obstacle mesuré et calculés

3-Visualisation

La photo de la figure 19 a été obtenue après ensemencement et avec un éclairage par plan laser, comme décrit dans la partie consacrée au montage expérimental. Elle permet de visualiser une grosse structure située à proximité du becquet avant de la maquette, la houle étant ici de grande amplitude, de l'ordre de 20 cm crête à creux.



Figure 19. Tourbillon en amont de la maquette

VI- CONCLUSION

Les premières comparaisons entre calculs et expériences sont encourageants. Les codes simulent correctement l'écoulement, les calculs se rapportant au fondamental sont tout à fait acceptables et ils détectent tous les deux la création, par l'ouvrage, d'une houle réfléchiée en $2\omega_0$. Cependant les résultats correspondant à cette dernière ne sont pas très fiables.

Il semble que les codes surestiment les efforts horizontaux, et qu'en revanche ils soient très performants pour calculer les efforts verticaux et les moments transversaux.

L'étude sur d'autres périodes de houle est actuellement en cours, afin de vérifier si ces conclusions, et les ordres de grandeur des écarts trouvés sont généralisables.

Dans le cadre de l'optimisation des digues, il sera alors possible d'étudier dans un premier temps différentes formes d'ouvrage avec CANAL (simulation relativement rapide) et de

faire une première sélection. La validité des choix effectués pourra ensuite être confirmé avec ICARE. L'amplitude du second harmonique étant beaucoup plus faible que celle du fondamental, l'étude de ce dernier doit permettre d'apprécier les capacités des ouvrages. Si les résultats numériques sont satisfaisants, l'étude des ouvrages sélectionnés pourra être approfondie par des essais expérimentaux.

Remerciements :

Le premier auteur est soutenu par la Société BOUYGUES OFFSHORE et bénéficie d'une bourse de l'ASSOCIATION NATIONALE DE LA RECHERCHE TECHNIQUE.

REFERENCES

- [1] Roger, P., Colmard, C. (1998), Perfectionnements aux Dignes Fixes de Type Caisson Partiellement Immergées, *Brevet International n° WO 98/29610*
- [2] Cointe, R. (1989), Nonlinear Simulation of Transient Free Surface Flows, *Proc. 5th Int. Conf. Num. Ship Hydrodynamics*, Hiroshima, Japan.
- [3] Clément, A.H. (1991) : The diffraction of a solitary wave by a free-surface piercing cylinder ; *Proc. 6th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies* ; Woods Hole. pp37-41.
- [4] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. and Flannery B.P. (1992), *Numerical Recipes*. Cambridge University Press Eds.
- [5] Alessandrini, B., Delhommeau, G. (1995) : A Multigrid Velocity-Pressure-Free Surface Elevation Fully Coupled Solver for Calculations of Turbulent Incompressible Flow around a Hull ; in *Proc. 9th Int. Conf. On Num. Meth. In Laminar and Turbulent Flow*, Atlanta, pp. 1173-1184.
- [6] Clément, A.H. and Mas, S. (1995). Hydrodynamic Forces Induced by a Solitary Wave on a Submerged Cylinder., *Proc 5th Int Offshore and Polar Eng Conf* , The Hague, Vol.III, pp 339-347.
- [7] Clément, A.H. (1996) : Coupling of Two Absorbing Boundary Conditions for 2D Time-domain Simulations of Free Surface Gravity Waves. *J. Comp. Physics* , vol126, pp139-151.
- [8] Colmard, C. (1996) : Etude des phénomènes induits par les digues partielles de type caisson fondées sur pieux. Thèse Université. Le Havre (France), 193p.
- [9] Colmard, C., Belorgey, M. (1996) : Hydraulic Functioning of "Fixed Water Wall" Type Breakwaters. *Proc. 6th ISOPE Conf*. Los Angeles, VolIII, pp.531-537.
- [10] Clément, A.H., Gil, L. (1997) : Numerical Simulation of Short Wave-Wave Interaction. *Proc. 7th ISOPE Conf*. Honolulu, VolIII, pp.92-97.
- [11] Clément, AH (1997). Dynamic Non-Linear Response of OWC Wave Energy Devices, *Int. J. Offshore and Polar Engng*, Vol. 7, n°2, p 154-159.
- [12] Gouraud, T. (1997) : *Identification et rejet de perturbations harmoniques dans des réseaux de distribution électriques*. Thèse Université de Nantes.
- [13] Chatry, G., Clément, A.H. and Gouraud, T. (1998) : Self-adaptive Control of a Piston Wave Absorber. *Proc. 8th ISOPE Conf*. Montréal, VolII, pp.127-133
- [14] Colmard, C., Roger, P., Belorgey, M. (1998) : Digue partielle à profil optimisé : Système BYBOP. *5ème Journées Nationales Génie Côtier Génie Civil*, Toulon, mai 1998, pp. 387 .

- [15] Clément, A.H. (1999) : The Spinning Dipole : an Efficient Unsymmetrical Numerical Wavemaker ; *Proc. 14th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies* ; Port Huron, Michigan.
- [16] Clément, A.H., Martin, D. (1999) : Simulation et absorption simultanées d'ondes de gravité dans un canal à houle numérique. *7èmes Journées de l'Hydrodynamique*, Marseille. pp. 99-112.
- [17] Chatry, G., (1999) : Développement et Simulation d'une méthode de régulation auto-adaptative pour l'absorption dynamique des ondes de gravité. Thèse Université de Nantes, France.
- [18] Kim, C.H., Clément, A.H., Tanizawa, K. (1999) : Recent Research And Development of Numerical Wave Tank - A Review. *Int Journal of Offshore and Polar Engineering*. Vol9,n°4, pp 241-256, ISSN 1053-5381.
- [19] Chatry, G., Clément, A.H., Sarmiento, A.J.N.A (2000) : Simulation of a self-adaptively controlled OWC in a nonlinear numerical wave tank. *Int. J. Offshore Polar Engng.*, Vol 10, n°4, pp.269-275.
- [20] Duclos, G., Clément, A.H., Chatry, G. (2000) : Absorption of outgoing waves in a numerical wave tank using a self-adaptive boundary condition . In : *Proc. 10th Int Offshore and Polar Engineering Conf. ISOPE2000*, Seattle, Vol.III, pp.185-192.
- [21] Gentaz, L., Alessandrini, B., Delhommeau, G. (1996) : A fully coupled solver for two and three-dimensional incompressible and free surface flows in viscous fluid, *15th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, Monterey, pp. 189-194.
- [22] Patankar, S.V. (1980) : Numerical Heat Transfert and Fluid Flow, *Series In Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences*, Mac Graw Hill book compagny.
- [23] Gentaz, L., Maury, C., Alessandrini, B., Delhommeau, G. (2000) : Numerical Simulation of a 2D Wave Tank in Viscous Fluid ; *International Journal of Offshore and Polar Engineering* , pp. 1-9, Vol. 10, No. 1, Mars 2000.
- [24] Rhie, C.M., Chow, W.L. (1983) : A Numerical Study of the Turbulent Flow past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation, *AIAA Journal*, Vol. 21, pp. 179-195.
- [25] Van der Vorst, H.A. (1992) : Bi-CGSTAB : a Fast and Smoothly Converging Variant of bi-CG for the Solution of Nonsymetric Linear Systems, *Journal of Sci. Sta. Comp.*, Vol. 13.
- [26] Goga, Y., Suzuki, Y. (1976) : Estimation of Incident and Reflected Waves in Random Wave Experiments, *Proc. 10th Coastal Engineering Confernce, Americain Society of Civil Engineers*, Vol.1 pp 828-845.