

9^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

10 - 11 - 12 MARS 2003

POITIERS - FUTUROSCOPE

ÉTUDE DE LA RÉFLEXION DE LA HOULE INDUITE PAR UNE VARIATION DE PROFONDEUR

WAVE REFLEXION OVER A VARIATION OF BOTTOM DEPTH

E. DIDIER*, L. GIL* ET A. H. CLEMENT**

* Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial, Universidade Nova de Lisboa,
Faculdade de Ciências e Tecnologia, Campus de Caparica, 2829-516 Caparica, Portugal

** Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides,
École Centrale de Nantes, 1 rue de la Noë, 44072 Nantes Cedex 03, France

Résumé

Cet article présente une étude de l'évolution du coefficient de réflexion lors de la propagation de la houle sur un fond incliné, d'une grande vers une faible profondeur, cas typique des côtes sableuses. Ce travail s'inscrit dans un programme général d'étude de l'influence du régime d'onde dans la morphologie de la Ria formosa au sud du Portugal. Le code de calcul *Canal* basé sur une approche potentielle totalement non-linéaire est utilisé. L'implémentation d'une génération unilatérale de houle par une singularité de type doublet tournant placée dans le canal numérique permet de mesurer directement et facilement l'amplitude de la houle réfléchi et de définir ainsi la zone de la région étudiée où se produit la réflexion. Le coefficient de réflexion est lié à l'angle de la pente du talus, à la période de l'onde incidente et à la profondeur la plus faible. Nos résultats numériques sont comparés aux résultats obtenus à partir de la théorie classique des ondes longues.

Summary

This paper describes the numerical study of the reflection coefficient of waves ranging from deep to shallow waters, typical of sandy coasts. This investigation is part of a on-going project studying the influence of the wave in the morphology of Ria Formosa in the south of Portugal. The numerical code used, *Canal*, solve the nonlinear initial boundary value problem using a direct mixed Euler-Lagrange B.E.M. method. The implementation of a one-way wave generation is performed by the introduction of a singularity of the type spinning dipole in the channel. This method allows to easy measure the amplitude of the reflected wave. The reflection coefficient depends: on the inclination of the bottom, the frequency of the incident wave and the smallest water depth. Results are compared with those obtained by using the classical wave theory.

II-TECHNIQUES DE DÉTERMINATION DES COEFFICIENTS DE RÉFLEXION

Les techniques expérimentales de l'estimation du coefficient de réflexion pour des ondes monochromatiques sont classiquement divisées en deux familles : les méthodes directes et indirectes. Dans le premier cas, le coefficient de réflexion est obtenu par mesure de l'amplitude de l'onde réfléchie et incidente. Dans le second cas, ces amplitudes sont connues par calcul indirect à partir de l'identification des maxima et minima de la déformée de surface libre dans la zone de clapotis (partiel).

- *Méthode de soustraction* : cette méthode directe initialement proposée par Murota et Yamada [15] consiste à diviser longitudinalement le canal en deux parties (figure 2). Dans la partie A du canal est disposé le modèle réflecteur étudié. La sonde A permet de mesurer la superposition de l'onde incidente et réfléchie. A ce signal est soustrait le signal de la sonde B, en obtenant ainsi en première approximation l'onde réfléchie. Le coefficient de réflexion est donc déterminé par la relation :

$$R_r = h_r/h_i \quad (1)$$

où h_i et h_r sont respectivement les hauteurs de l'onde incidente et réfléchie. Cette méthode néglige évidemment l'interaction entre les deux ondes et l'existence des harmoniques d'ordres supérieurs. Numériquement cette méthode se résume à la réalisation de deux simulations, l'une en présence du modèle réflecteur, et l'autre avec le canal "vide".

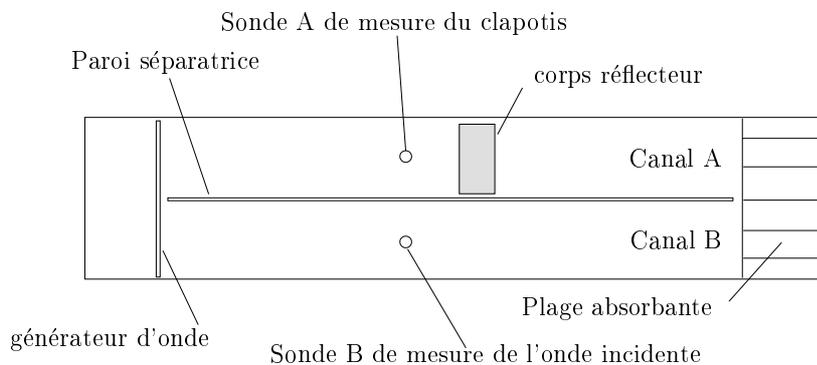


Figure 2 – Schéma d'utilisation de la méthode de soustraction pour la détermination du coefficient de réflexion.

- *Méthode de la "queue de l'onde"* : dans cette seconde méthode directe (Goda et Abe [13]) la déformée de la surface libre est enregistrée à partir d'une sonde placée dans une section suffisamment éloignée du corps réflecteur. A la mise en fonctionnement du batteur seule l'onde incidente est obtenue. Après arrêt du batteur, les dernières ondes enregistrées correspondent à l'onde réfléchie. Expérimentalement, cette méthode est fortement perturbée par les réflexions sur le batteur (phénomène de re-réflexion).
- *Méthode classique* : cette méthode indirecte utilise les propriétés du clapotis partiel qui s'établit dans la zone entre le corps réflecteur et le batteur. La déformée de la surface libre permet d'obtenir le coefficient de réflexion par l'application de l'expression

théorique d'un clapotis :

$$R_r = \frac{M - m}{M + m} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} h_r = \frac{M - m}{2} \\ h_i = \frac{M + m}{2} \end{cases} \quad (2)$$

où M et m sont respectivement les valeurs maximales et minimales de la déformation de la surface libre. Cette technique est basée sur l'hypothèse de superposition d'ondes incidentes et réfléchies, en négligeant les effets non-linéaires (interaction entre houle et génération harmonique). Plusieurs auteurs en utilisant la théorie de la houle de Stokes ont proposé des corrections à cette méthode (Carry [3], Goda et Abe [13]) permettant de prendre en compte les effets dus à l'existence des harmoniques d'ordres supérieurs.

Dans l'étude proposée seules les ondes régulières sont étudiées, mais à cause de la présence des harmoniques d'ordres supérieures, il peut être judicieux de faire appel aux méthodes utilisées dans le cas des ondes irrégulières. Dans ce cas le coefficient de réflexion est défini en utilisant le rapport d'énergie obtenu à partir du spectre de l'agitation incidente et réfléchie.

$$R_r = \sqrt{\frac{m_{o_r}}{m_{o_i}}} \quad \text{où} \quad \begin{cases} m_{o_r} = \sum_{k=1}^N S_r(f_k) \Delta f \\ m_{o_i} = \sum_{k=1}^N S_i(f_k) \Delta f \end{cases} \quad (3)$$

avec $S(f_k)$ la fonction densité spectrale et f la fréquence.

L'application de (3) permet de prendre en compte l'énergie associée à toutes les harmoniques. La grande difficulté dans l'application de cette méthode réside dans la séparation des ondes incidentes et réfléchies (Capitão [2], Mansard et Funke [14]).

L'approche numérique proposée dans cet article permet d'obtenir l'onde réfléchie totalement isolée de l'onde incidente dans une zone du canal. Dans ce cas la plupart des erreurs inhérentes aux méthodes précédentes peuvent être réduites.

III-MODÈLE NUMÉRIQUE

1-Canal à houle numérique

Le code de calcul numérique *Canal*, initialement développé par A. Clément [6], permet de simuler des écoulements en bassin à houle bidimensionnel en présence de corps totalement ou en partie immergés. Ce code, fondé à partir de la théorie des écoulements potentiels, repose sur les hypothèses de fluide parfait incompressible. L'écoulement est supposé irrotationnel et les effets de la tension superficielle sont négligés. Avec ces hypothèses, la vitesse des particules fluides dérive d'un potentiel $\phi(M, t)$.

Les variables intervenant dans la formulation mathématique du problème (équations 4) relatives aux longueurs et aux temps sont respectivement adimensionnalisées par la hauteur d'eau maximum h_o et par $\sqrt{h_o/g}$, g étant l'accélération de la pesanteur. Les équations adimensionnelles du problème initial aux limites, dont le potentiel recherché $\phi(M, t)$ est

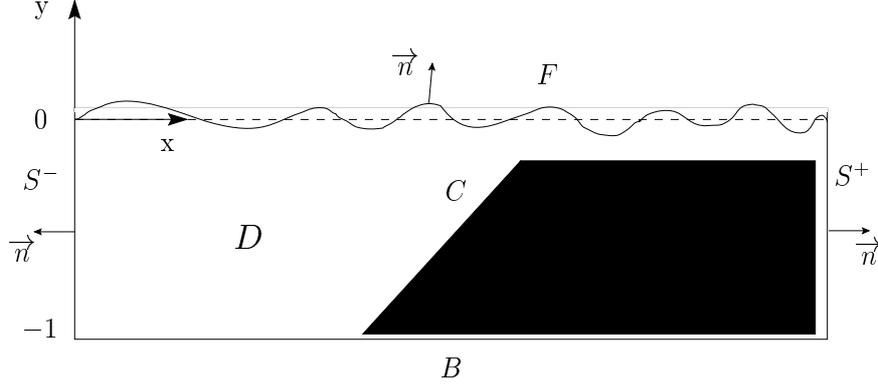


Figure 3 – Domaine de calcul et notations.

la solution, sont les suivantes (notations indiquées sur la figure 3) :

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi(M, t) &= 0 \quad M \in D \quad \text{avec} \quad \vec{V}(M, t) = \vec{\nabla}\phi(M, t) \\
 \frac{\partial\phi}{\partial n}(M, t) &= \vec{V} \cdot \vec{n}(M, t) \quad M \in C \cup S^+ \cup S^- \\
 \frac{\partial\phi}{\partial n}(M, t) &= 0 \quad M \in B \\
 \left. \begin{aligned} \frac{Dx}{Dt} &= \frac{\partial\phi}{\partial x} \\ \frac{Dy}{Dt} &= \frac{\partial\phi}{\partial y} \end{aligned} \right\} M \in F \\
 \frac{D\phi}{Dt} &= -y + \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla}\phi \right)^2 \quad M \in F
 \end{aligned} \tag{4}$$

Ces équations correspondent à l'équation de Laplace, aux conditions de glissement sur les frontières, la condition de glissement sur le fond, la condition cinématique et la condition dynamique de surface libre.

Aux extrémités du canal bidimensionnel sont disposés deux batteurs piston pouvant jouer le rôle de générateur et absorbeur de houle en fonction de la configuration d'équipement du canal. Lorsque un batteur est utilisé comme absorbeur dynamique d'onde, il peut être couplé à une plage numérique absorbante, cette condition étant obtenue par addition d'un terme dissipatif à la condition dynamique de surface libre. La combinaison des deux méthodes d'absorption assure pour toutes les gammes de fréquences utiles un coefficient d'absorption en amplitude de 92% [7], ce qui permet de simuler en domaine borné un canal semi-infini.

Enfin, une discrétisation non-uniforme de la surface libre a été adoptée afin de prendre en compte les variations de longueur d'onde dans le canal lors de la propagation des ondes en présence d'une bathymétrie variable. Cela permet de conserver au moins une douzaine de segments par longueur d'onde. Cette discrétisation non-uniforme est également appliquée pour le fond, permettant d'optimiser le nombre de singularités sur les différentes surfaces, tout en vérifiant l'indépendance des résultats avec la discrétisation. Le temps de calcul est ainsi également optimisé, étant directement lié au nombre de singularités ou segments linéaires discrétisant la frontière du domaine fluide.

Le système d'équations (4) est résolu par une méthode mixte de Euler-Lagrange. La

frontière du domaine de calcul fluide (constitué par les parois latérales et le fond du bassin, la surface libre et les parois du corps) est discrétisée par des segments. La solution sur chacun de ses segments est représentée par une distribution linéaire de sources et de doublets normaux. A chaque nouveau pas de temps de calcul, pour la géométrie actuelle du domaine fluide, un problème aux limites mixte est résolu, avec une condition de Dirichlet sur la surface libre et une condition de Neuman sur les parois. Le problème précédent résolu par une méthode de singularités de Rankine (sources et doublets) permet de déterminer le potentiel sur les surfaces solides et sa dérivée normale sur la surface libre, en utilisant la formule de Green :

$$\alpha\phi(M) = \int_{\partial D} \left[\phi(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n'} - G(M, M') \frac{\partial \phi(M')}{\partial n'} \right] dS \quad (5)$$

où $G(M, M')$ est la solution fondamentale de l'équation de Laplace en domaine infini. La résolution du système linéaire est effectuée par un algorithme itératif GMRES préconditionné [19]. L'intégration des conditions de surface libre en utilisant une méthode de Runge-Kutta d'ordre quatre permet d'actualiser la géométrie du domaine fluide.

Le code *Canal* peut ainsi résoudre le système d'équations (4) sans réaliser d'autres approximations que celles découlant de la nécessaire discrétisation de la frontière du domaine de calcul pour la résolution numérique.

De par cette formulation totalement non-linéaire ne faisant aucune hypothèse particulière sur la profondeur de la zone de propagation, *Canal* permet la modélisation de la propagation des ondes dans le cas d'une bathymétrie variable, d'une profondeur grande à une profondeur faible (avant le déferlement). Par exemple, près de la côte, la transformation des ondes courtes vers des ondes longues où les phénomènes non-linéaires sont importants est naturellement simulée.

2-Génération de houle par doublet tournant

Outre la génération "physique" d'ondes réalisée classiquement par batteur, des méthodes mathématiques de génération par singularité placée dans le domaine fluide ont été développées [1], et plus récemment par doublet tournant (variante du doublet usuel) présentant la propriété intéressante de génération unilatérale (génération d'onde uniquement dans une direction du canal) [10]. La figure (4) donne une représentation de cette propriété de génération unilatérale, pour un dipole placé à l'affixe $Z_d(5, -0.5)$, avec une zone d'absorption à gauche de longueur $L_{absorption} = 2.5$.

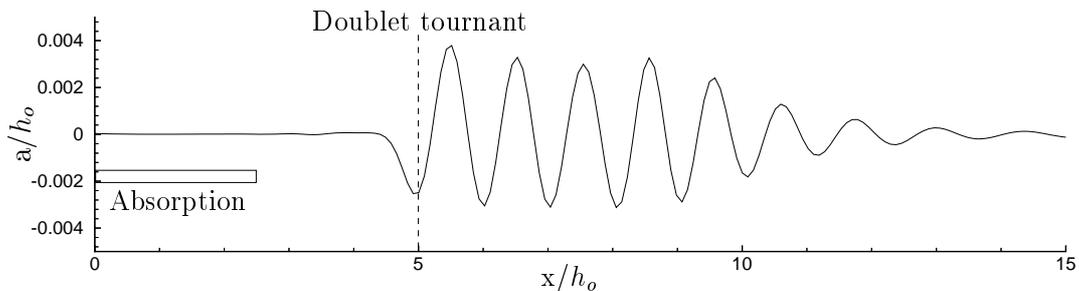


Figure 4 – Houle incidente générée à partir du Spinning dipole $Z_d(5, -0.5)$.

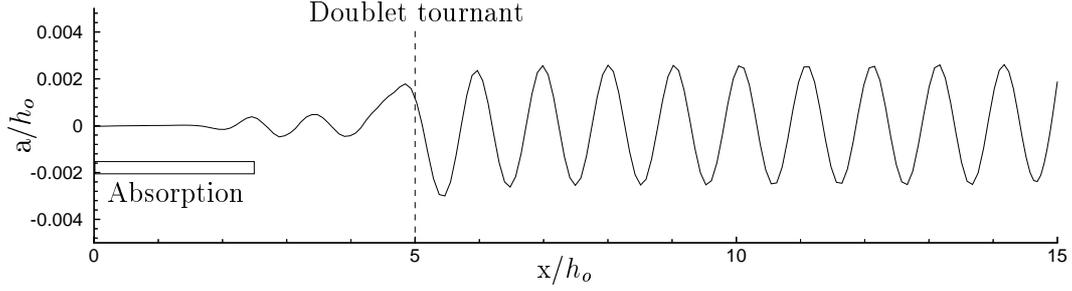


Figure 5 – Houle incidente et réfléchi.

Ainsi, l'utilisation du spinning dipole pour générer une onde incidente permet une mesure facile et précise d'une onde réfléchi. L'affixe du dipole peut être choisie afin de pouvoir mesurer directement l'amplitude de l'onde réfléchi à gauche de celui-ci et avant la zone d'absorption numérique (figure 5). L'onde incidente et réfléchi interagissent, le seul effet de l'interaction de deux ondes monochromatiques et bidimensionnelles se propageant en sens opposés étant le changement de leur vitesse de phase [16]. L'amplitude des vagues est inchangée au cours de cette interaction.

Le potentiel $\phi_d(M, t)$, pour une singularité placée au point d'affixe Z_d , s'exprime selon la relation suivante :

$$\phi_d(M, t) = -\Re \left[\frac{K(t) \exp(i\theta(t))}{2\pi(Z(t) - Z_d)} \right] \quad (6)$$

où $K(t)$ est l'intensité du moment et $\theta(t)$ la direction du moment par rapport à l'horizontale. L'expression du potentiel des vitesses du fluide est complétée par ce potentiel, mais seul le second membre du système linéaire est modifié après discrétisation. La relation (5) devient :

$$\alpha \phi(M) = \int_{\partial D} \left[\phi(M') \frac{\partial G(M, M')}{\partial n'} - G(M, M') \frac{\partial \phi(M')}{\partial n'} \right] dS + \sum_{N_d} \phi_d(M) \quad (7)$$

L'intensité du dipole est ajustée à l'aide d'une rampe exponentielle dans la phase initiale de génération des vagues afin de mettre le fluide en mouvement progressivement.

Cette génération d'ondes par doublet tournant présente un second intérêt. Une combinaison de celle-ci avec une zone d'absorption à chaque extrémité du canal permet de simuler en domaine borné un canal semi-infini ou infini du fait d'une réflexion faible.

IV-ANALYSE DES RÉSULTATS

1-Caractéristiques de la zone de Ria Formosa

Dans le cadre de l'étude de la propagation de groupes d'ondes à Ria Formosa, on s'intéresse particulièrement à la propagation et transformation de deux houles dont les caractéristiques sont définies ci-après :

- Houle de Sud-Ouest de période $t_o = 8s$, longueur d'onde $l_o = 100m$, d'amplitude $a_o = 0.75m$.
- Houle de Sud-Est de période $t_o = 5s$, longueur d'onde $l_o = 40m$ et d'amplitude $a_o = 0.5m$.

La dimension de la région étudiée se limite à la zone pour laquelle les effets de fond ont une influence sur la propagation de la houle. Pour les deux houles de période, $t_o = 8s$ et $t_o = 5s$, cela correspond respectivement à un domaine délimité par la ligne de niveau de profondeur $50m$ et $20m$ et le trait de côte. Ces limites sont définies à partir du rapport $h_o/l_o = 0.5$ défini par application de la théorie linéaire, où le champ de vitesse dépend de la profondeur. Le trait de côte ne peut pas être représenté, le code de calcul numérique n'étant pas adapté au phénomène de déferlement. Cette limite est donc reportée à une profondeur égale à $h_1 = 5m$ pour les deux houles étudiées. Dans le cas de la houle de période $t_o = 5s$, les profondeurs $h_1 = 4m$ et $h_1 = 3m$ sont également retenues. Ce choix correspond également à la profondeur typique proche des plages, imposée par les dunes sous-marines. Dans le cas de côte sableuse, la pente du profil bathymétrique est globalement constante, jusqu'à proximité du trait de côte.

2-Conditions de réalisation des simulations numériques

La profondeur H_o de la zone de génération par doublet tournant correspond à la limite de la profondeur intermédiaire définie par la relation $h_o/l_o = 0.5$, assurant de sorte une génération indépendante de la profondeur locale. Le plateau à droite du canal correspond à une région de faible profondeur H_1 choisie afin d'éviter le déferlement, et typique de la zone côtière (figure 6).

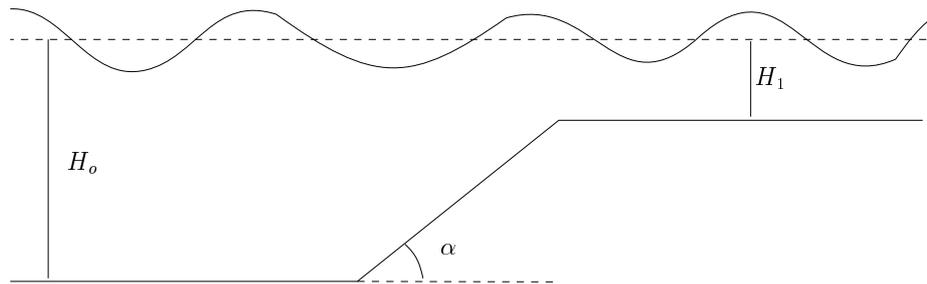


Figure 6 – Configuration de la zone d'étude.

L'affixe du doublet tournant est égale à $Z_d(6, -0.5)$, pour tous les essais numériques réalisés. Cette position est choisie afin de pouvoir mesurer l'onde réfléchie, entre cette position et la plage numérique d'absorption de longueur $L_{absorption} = 3$.

Les simulations numériques ont été réalisées pour plusieurs pentes, l'angle α entre l'horizontale et la pente du talus étant compris entre 5 et 90 degrés. Pour un angle égale à 90 degrés la configuration du domaine correspond au cas de la discontinuité de profondeur de type marche.

La distance d'établissement de la houle incidente générée, entre la position du doublet tournant et le "pied" de la pente, reste égale à une longueur de 10, soit 5 longueurs d'ondes.

Le tableau 1 ci-dessous indique les différentes simulations numériques effectuées et leurs caractéristiques principales, en rapport avec les observations *in situ* à Ria Formosa : période initiale, longueur d'onde initiale, amplitude initiale, profondeur à droite du domaine de calcul, cambrure initiale, profondeur relative. Le cas de simulation 1 se différencie du cas 2 par la forme du raccord entre la pente du talus et la partie horizontale à droite. Dans le premier cas, cette transition présente une zone locale anguleuse, alors qu'une forme arrondie raccorde les deux zones dans la seconde topologie.

Simulation	$t_o(s)$	$l_o(m)$	$a(m)$	$h_1(m)$	$4a/l_o(\%)$	h_1/l_o
1	8	100	0.75	5	3	0.05
2	8	100	0.75	5	3	0.05
3	8	100	0.50	5	2	0.05
4	5	40	0.50	5	5	0.125
5	5	40	0.50	4	5	0.100
6	5	40	0.50	3	5	0.075

Table 1 – Caractéristiques principales des simulations numériques.

3-Réflexion en eau de profondeur intermédiaire

La génération unilatérale de houle par doublet tournant produit une petite perturbation à gauche de l'axe Z_d , l'amplitude de celle-ci étant très faible et de l'ordre de 3% de l'amplitude de la houle incidente. L'amplitude de la houle réfléchiée est mesurée à gauche de l'axe Z_d du doublet tournant. Cette amplitude est corrigée en tenant compte de l'amplitude de la houle parasite dans cette zone.

3.1-Obtention des coefficients de réflexion

La figure 7 présente l'élévation de la surface libre dans le canal au cours du temps, pour un angle $\alpha = 90$ degrés (cas de la marche), une houle de période $t_o = 8s$ et une profondeur à droite égale à $h_1 = 5m$. Cette représentation, appelée waterfall, permet d'apprécier l'évolution de l'élévation de la surface libre dans le temps en fonction de la bathymétrie.

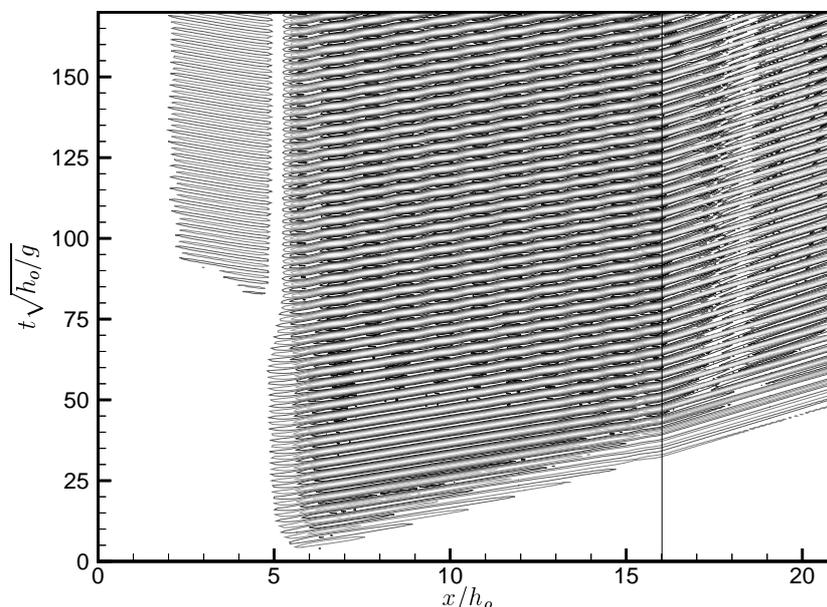


Figure 7 – Waterfall pour une pente de 90 degré (cas de la marche) situé à l'abscisse $x/h_o = 16$, le dipole tournant étant à l'axe $Z_d = (6, -0.5)$.

Il est facile d'observer la variation de longueur d'onde au passage de la discontinuité de profondeur (distance suivant l'horizontal entre deux lignes de crête ou de creux) et la propagation de l'onde dans la zone de profondeur faible. La variation des pentes est

associée au changement de la vitesse de phase, et est la conséquence de la variation de la profondeur. La houle réfléchié à gauche de l'axe du doublet tournant $Z_d = 6$ apparaît à partir du temps adimensionnel 80. Dans cette zone les lignes de crête (ou de creux) ont une pente symétrique par rapport à l'onde incidente, ce qui ne donne aucun doute sur la nature de cette onde, qui est l'onde réfléchié. Les ventres et les creux provoqués par l'interaction de la houle incidente et de l'onde réfléchié peuvent être également observés sur cette représentation.

La figure 8 présente, pour les différentes simulations réalisées, l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle de la pente du talus, ainsi que la longueur d'onde, l'amplitude de la houle et la profondeur à droite h_1 . L'analyse de ce graphique permet d'aboutir à quelques résultats. Le coefficient de réflexion est légèrement supérieur dans le

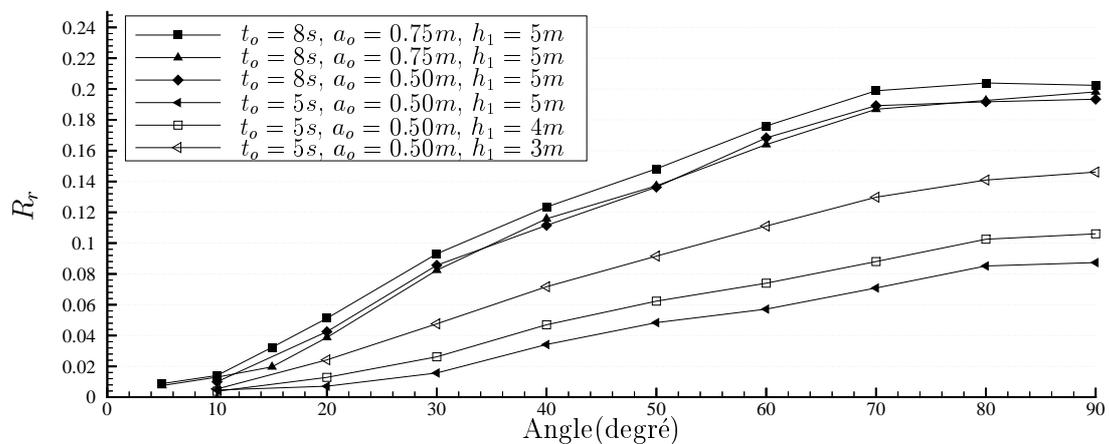


Figure 8 – Coefficient de réflexion en fonction de la déclivité du fond, de la période et de l'amplitude de la houle et de la profondeur relative h_1/l_o .

cas de simulation 1 que dans le cas 2 (tableau 1) ce qui dénote une influence significative de la forme anguleuse ou arrondie de la zone de raccord entre la pente du talus et la zone horizontale à droite. Cela est lié à la topologie de l'écoulement dans cette partie. La transition arrondie permet au profil de vitesse de s'adapter plus progressivement au changement de pente, ce qui induit une diminution de la réflexion.

Le coefficient de réflexion est d'autant plus grand que l'angle de la pente est grand. Sur une pente faiblement inclinée, le profil de vitesse peut s'adapter progressivement à la bathymétrie, ce qui induit un transfert d'énergie d'autant plus grand dans la zone de faible profondeur, et donc une réflexion plus faible.

Pour un angle de talus particulier, le coefficient de réflexion augmente lorsque le paramètre h_1/l_o diminue, c'est à dire lorsque la profondeur à droite devient faible ou lorsque la période de l'onde incidente croît. En fait, le graphique 8 apparaît comme une sorte d'abaque permettant de déterminer pour une onde de période l_o progressant en eau de profondeur intermédiaire sur un talus d'angle α vers une profondeur h_1 , le coefficient de réflexion correspondant. En fait chaque courbes, de haut en bas sur ce graphique, caractérisent une valeur du paramètre h_1/l_o , respectivement 0.005, 0.075, 0.100 et 0.125. A la limite, lorsque h_1/l_o tend vers 1, la courbe caractéristique est confondue avec l'axe horizontal : il n'y a plus de réflexion.

L'angle seuil de réflexion, en deçà duquel la réflexion est négligeable, est également lié à la valeur du paramètre h_1/l_o . En effet, cet angle seuil devient plus faible lorsque la

profondeur relative diminue.

Il est difficile d'exprimer une opinion sur le comportement de la réflexion en rapport à la cambrure des vagues, même si les résultats des simulations 2 et 3 peuvent laisser penser que ce paramètre n'est pas déterminant. De plus, Campos Moares [18], dans le cas de talus de pentes variables émergeant, a mis en évidence expérimentalement que le coefficient de réflexion dépend pour cette configuration de la cambrure de la houle. Des essais numériques supplémentaires sont donc encore à réaliser pour éclaircir ce point.

Enfin, par rapport au régime d'onde significatif à Ria Formosa, correspondant aux cas de simulations numériques 2 et 4, les angles seuils respectifs sont définis : 12 degrés pour la houle de période 8s et 32 degrés pour la houle de 5s. En deçà de ces angles, il n'y a pas de réflexion significative (réflexion inférieure à 2%). Ces données permettent de déterminer la zone de raccord entre les deux modèles et de définir ainsi les zones où la réflexion n'est plus négligeable.

3.2-Comparaison avec la théorie classique des ondes longues

Il est difficile de comparer nos résultats avec ceux obtenus par Dean [9] à partir de la théorie des ondes longues. En effet, celle-ci de part les hypothèses admises, est adaptée à des milieux non-dispersifs, les coefficients de réflexion et de transmission étant alors indépendants de la fréquence de la houle, le profil de vitesse étant constant sur toute la profondeur.

Dans le cas de l'étude du régime d'onde à Ria Formosa les conditions sont différentes puisque le milieu est dispersif, la zone d'étude se situant dans la zone de profondeur intermédiaire.

Néanmoins, en utilisant la définition de la valeur Z_1 de Dean définie comme $Z_1 = 2\pi/S_v$, où $S_v = \tan(\alpha)$, il est possible de représenter les coefficients de réflexion obtenus avec Canal en fonction de h_o/h_1 .

Les tendances observées de la variation du coefficient de réflexion sur la figure 9 sont identiques, même si d'un point de vue quantitatif les écarts de valeurs sont importants : le coefficient de réflexion augmente lorsque l'angle de la pente tend vers 90 degrés et lorsque le rapport h_o/h_1 croît.

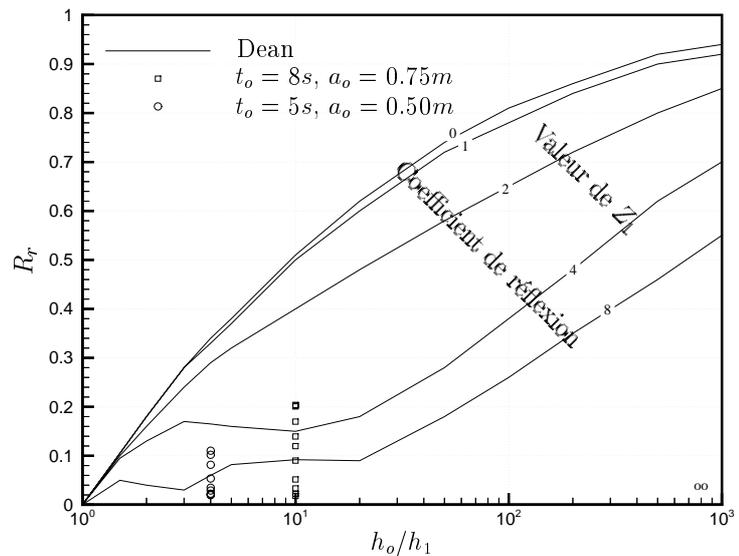


Figure 9 – Coefficient de réflexion déterminé numériquement avec Canal et obtenus par la théorie des ondes longues (Dean [9]).

4-Transmission en profondeur intermédiaire

Même si ce n'était pas l'objectif de l'étude présentée, il s'est révélé intéressant d'étudier la transmission de la houle qui influence le transport sédimentaire. Mais cette mesure se révèle relativement complexe.

En effet, la mesure de l'amplitude de l'onde ne peut permettre d'aboutir au coefficient de transmission. Du fait de la présence de composantes spectrales multiples dans cette zone, la méthode d'intégration d'énergie (3) a été adoptée puisqu'elle permet de prendre en compte l'énergie de toutes les composantes harmoniques. Mais l'obtention du spectre d'énergie à partir du signal enregistré par une sonde fixe dans le canal se révèle inadapté pour la détermination de ce coefficient.

En effet, ce spectre varie significativement en fonction de la position de la sonde, comme le révèle la figure 10. Le coefficient de transmission semble présenter alors une variation d'intensité en fonction de la position choisie pour la sonde mesurant la déformation de la surface libre. Le tableau 2 donne ce coefficient pour trois positions, dans la zone droite du canal, pour le cas de simulation 2, et un angle de 90 degrés pour le talus.

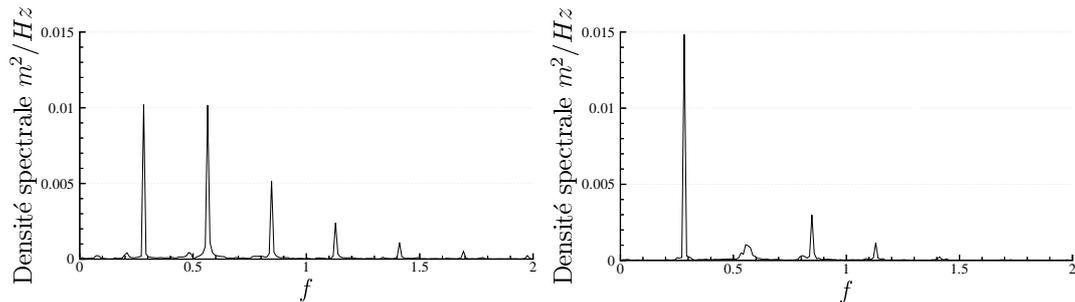


Figure 10 – Spectres d'énergie au niveau d'un ventre ($x = 18.11$) et d'un creux ($x = 20.0$).

position de la sonde	Coefficient de transmission
18.2	1.54
19.0	2.06
19.9	1.14

Table 2 – Valeur du coefficient de transmission en fonction de la position de la sonde.

Pourtant l'énergie se conserve dans les différentes sections du canal, et les différences visibles sur les spectres de la figure précédente peuvent être uniquement liées au choix de la position de la sonde (l'absorption dans la zone droite du canal garantie la présence quasi-nulle d'ondes réfléchies). Pourquoi alors constater cette différence d'énergie ? La présence de modes liés et libres à une même fréquence, avec des vitesses de phases différentes peut expliquer ce phénomène, expérimentalement mis en évidence par [11] dans le cas de propagation de vagues au-dessus d'une barre sous-marine. Ces auteurs établissent la présence de battements dans l'évolution spatiale de l'énergie associée à cette fréquence particulière, à cause de la différence de vitesse de phase des ondes liées et libres. La figure 11 donne l'évolution spatiale de l'enveloppe totale de la houle ainsi que les enveloppes des harmoniques dans le cas d'une bathymétrie de type marche (cas de simulation 2). Les battements des enveloppes sont identifiables et dénotent la présence certaine d'ondes liées et libres. La détermination du coefficient de transmission est donc impossible en utilisant les spectres calculés directement à partir du signal de la sonde, et il est nécessaire de penser à de nouvelles techniques permettant de séparer l'onde libre et l'onde liée.

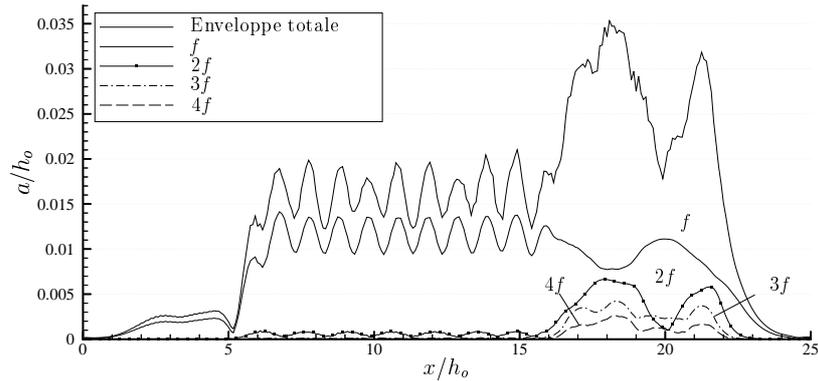


Figure 11 – Enveloppe totale de la houle et enveloppes du fondamental et des harmoniques d’ordres supérieurs.

V-CONCLUSION

La méthode de génération de la houle incidente par doublet tournant a permis de développer une technique alternative de mesure de l’onde réfléchie.

Pour les deux houles caractéristiques de la région de Ria Formosa, se propageant d’un milieu de grande profondeur à une faible profondeur sur une pente d’inclinaison variable, les angles limites de réflexion ont pu être déterminés.

Des simulations complémentaires font apparaître que le coefficient de réflexion dépend de l’angle de la pente du talus, ainsi que de la profondeur relative par rapport à la longueur d’onde. L’angle seuil à partir duquel se produit la réflexion varie naturellement en fonction cette profondeur relative. Il est possible que l’amplitude de la houle soit un paramètre supplémentaire de variation du coefficient de réflexion, mais il faudrait compléter les données par de nouvelles simulations numériques. Dans tous les cas, au moins pour les amplitudes de houle choisies, et une bathymétrie compatible à celle de Ria Formosa, nous disposons d’une sorte d’abaque permettant en profondeur intermédiaire, de déterminer la valeur du coefficient de réflexion en fonction de l’angle d’un talus et du rapport entre la longueur d’onde et la profondeur à droite.

Il apparaît qu’il n’est pas possible à partir d’une analyse spectrale du signal enregistré par une sonde d’évaluer le coefficient de transmission du fait d’un battement dans l’évolution spatiale de l’énergie. Ce battement semble être le signe de la présence de modes liés et libres qui ont la même fréquence mais une vitesse de phase différente.

Le code utilisé permet sans aucun doute de simuler l’apparition des modes liés et libres dans les zones de variations de profondeur. Ces résultats numériques ouvrent des perspectives intéressantes d’investigations de ce phénomène dans de prochains travaux à court terme.

Remerciements : les deux premiers auteurs remercient le soutien financier attribué par le projet, FCT, PDCTM/P/MAR/15239/1999.

RÉFÉRENCES

- [1] Brorsen M. and Larsen J. *”Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method”*. Coastal engineering, 1987.

- [2] Pereira Capitão R. J. "*Modelação estocástica numérica e física da agitação marítima*". Tese de doutoramento, LNEC, 2001.
- [3] Carry C. "*Clapotis partiel*". La Houille Blanche n°4, Aout-Sept, pp 482–494, 1953.
- [4] Clément A. H. "*Hydrodynamique instationnaire non-linéaire bidimensionnelle*". Rapport LHN 9004 1ère partie E.N.S.M. Nantes, 1990.
- [5] Clément A. H. "*Hydrodynamique instationnaire non-linéaire bidimensionnelle*". Rapport LHN 9004 2ème partie E.N.S.M. Nantes, 1991.
- [6] Clément A. H. "*Exemples de simulations d'écoulements instationnaires non-linéaires à surface libre par la méthode mixte Euler-Lagrange*". 3ièmes Journées de l'Hydrodynamique, Grenoble, pp 69–83, 1991.
- [7] Clément A. H. "*Coupling of two absorbing boundary conditions for 2D time-domain simulations of free surface gravity waves*". J. Comp. Physics, Vol 126, pp 139–151, 1996.
- [8] Clément A. H. "*The spinning dipole : an efficient unsymmetrical numerical wavemaker*". Proc. 14th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Port Huron, Michigan, pp 29–32, 1999.
- [9] Dean R. G. "*Long wave modification by linear transitions*". Journal of the Waterways and Harbors Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol 90, No. WW1, pp 1–29, 1964.
- [10] Duclos G. and Clément A. H. and Chatry G. "*Absorption of outgoing waves in a numerical wave tank using a self adaptative boundary condition*". Int. Journal of OffShore and Polar Engineering, Vol 11, N° 3, pp 168–175, 2001.
- [11] Dulou C. et Sénéchal N. "*Analyse spatio-temporelle de la propagation des vagues au-dessus d'une barre artificielle en canal à houle*". 7ième Journées Nationales de Génie Côtier, Génie Civil, Anglet, 2002.
- [12] Gil L. and Clément A. H. "*Simulação Numérica da Geração de uma Onda Solitária Externa*". V Encontro de Mecânica Computacional, Universidade do Minho, Guimarães, Vol II, pp 1351–1359, 1991.
- [13] Goda Y. and Abe Y. "*Apparent coefficient of partial reflection of finite amplitude waves*". Port and Harb. Vol.7 n°3 Sept, pp 3–58, 1968.
- [14] Mansard E. and Funke E. "*A comprehensive wave data analysis package*". National Research Council - Selected Papers on Two-Dimensional Wave Generation and Analysis pp 108–128, 1986.
- [15] Murota A. and Yamada T. "*A fundamental study of wave reflection*". Proc. 13th Conf. Coast. Eng. Japan, pp 9–16, 1966.
- [16] Longuet-Higgins M. S. and Phillips O. M. "*Phase velocity effects in tertiary wave interactions*". J. Fluid Mech, Vol 12, pp 333–336, 1962.
- [17] Mei C. C. "*The applied Dynamics of ocean surface waves*". John Wiley and Sons, New York, 1983.
- [18] Campos Moraes C. "*Reflexão de ondas de oscilação*". Tese de doutoramento, LNEC, 1971.
- [19] Saad Y. and Schultz M. "*GMRES : a generalized minimum residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems*". SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, 7, pp 856–869, 1986.