



Génération d'ondes longues par un groupe d'ondes courtes dans la zone littorale

A.-L. Cadène

Allocataire de recherche, INP Toulouse

D. Astruc

Maître de Conférences, INP Toulouse

O. Thual

Professeur, INP Toulouse

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, UMR 5502 CNRS-INPT/UPS, allée du Professeur Camille Soula, F-31400 Toulouse

Résumé

Cet article présente l'étude numérique de la génération d'ondes longues par un paquet d'ondes courtes dans la zone littorale. Le modèle numérique est composé d'un module pour les ondes longues, basé sur la résolution des équations de Saint-Venant unidimensionnelles forcées, et d'un module pour les ondes courtes qui fournit le terme de forçage aux équations de Saint-Venant, par l'intermédiaire du calcul des tensions de radiation. Deux modules d'ondes courtes, représentant chacun une physique différente, sont utilisés dans cette étude, et la réponse du système, ainsi que la comparaison à des résultats analytiques et expérimentaux, sont présentés.

Abstract

In this paper, the long wave generation by short wave groups in the coastal zone is studied. The numerical model is composed by one module for the long waves - based on the forced shallow-water equations - and a short wave module which gives the forcing term to the shallow-water equations using the radiations stresses concept. Two short waves modules, including different physical processes, are used and the response of the system as well as a comparison with analytical and experimental studies are presented.

1 Introduction

Le sujet de ce travail est l'étude numérique de la génération d'ondes longues par un paquet d'ondes courtes dans la zone littorale. Différentes études ont été réalisées sur ce sujet, parmi lesquelles nous pouvons citer Symonds *et coll.* [8], Schäffer [6] et Schäffer [7] pour les études analytiques, Kostense [4] comme étude expérimentale et List [5] comme étude numérique. List [5] a proposé un modèle numérique de génération d'ondes longues par un paquet d'ondes courtes et a montré que cette approche donnait des résultats intéressants. Il a validé ses résultats grâce aux données expérimentales de la campagne DUCK85 mais n'a pas analysé plus en détail le comportement des ondes longues.

La présente étude est basée sur un découplage spatio-temporel entre ondes

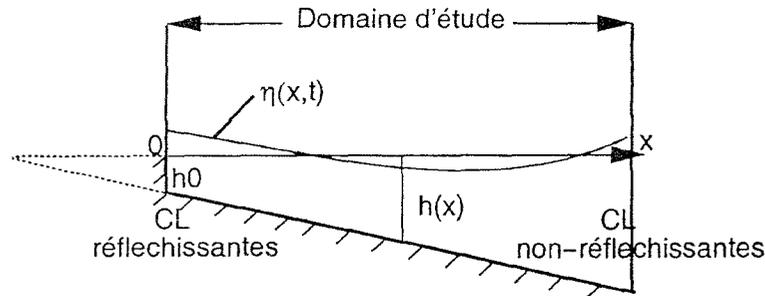


FIG. 1 – Profil et variables utilisés

longues et ondes courtes et utilise le code HYDROSED (Cadène et Astruc [3]) composé de deux modules hydrodynamiques : un module pour les ondes longues - basé sur les équations de Saint-Venant 1D forcées- et un module pour les ondes courtes, qui calcule le terme de forçage des équations de Saint-Venant à partir des caractéristiques du champs d'ondes courtes. Deux types de forçage sont utilisés dans ce travail : le premier, idéalisé, est destiné à prendre en compte seulement la variation de la position du point de déferlement (Symonds *et coll.* [8]). Le second, plus réaliste, représente le “shoaling” linéaire d'un paquet d'ondes étroit.

Après avoir décrit le modèle dans le paragraphe suivant, la réponse du système au forçage idéalisé sera analysée puis une comparaison des résultats avec des études analytiques et expérimentales sera présentée. Enfin le paragraphe 5 est consacré à l'analyse de la réponse du système au forçage réaliste.

2 Description du modèle

2.1 Module des ondes longues

Ce module est basé sur les équations de Saint-Venant 1D forcées :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + f(x) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(\eta + h)] = 0 \quad (2)$$

où u est la vitesse, t le temps, x la coordonnée dans la direction perpendiculaire à la ligne de côte, η l'élévation de la surface libre, h la profondeur et $f(x)$ le terme de forçage. Les conditions aux limites sont réfléchissantes à la côte (mur) et non réfléchissantes au large, (voir figure 1).

La méthode numérique utilisée est basée sur les volumes finis et utilise un algorithme à correction de flux (FCT, Boris *et coll.* [2]).

2.2 Module des ondes courtes

L'objet de ce module est de modéliser la transformation d'un groupe d'ondes courtes dans une région proche de la côte et de calculer la composante S_{xx}

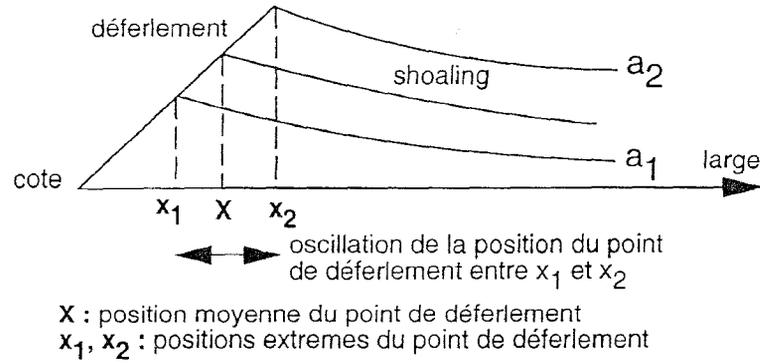


FIG. 2 – Mécanisme de forçage idéalisé, Symonds *et coll.* [8]

du tenseur de radiation, afin de calculer le terme de forçage de l'équation de quantité de mouvement des ondes longues :

$$f(x) = -\frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (3)$$

2.2.1 Module idéalisé

Un modèle simple et idéalisé a été proposé par Symonds *et coll.* [8]. Ce modèle décrit la propagation linéaire d'un paquet composé de deux ondes dont l'amplitude et la période sont voisines. Cette modulation entraîne une oscillation de la position du point de déferlement, (voir figure 2), seul phénomène décrit dans ce modèle où les gradients de tensions de radiations sont négligés au large du point de déferlement ($f(x) = 0$ pour $x > x_2$). Entre le point de déferlement et la côte, la dissipation est introduite empiriquement par la relation $a = \gamma h$ avec $h = x \tan \beta$ la profondeur d'eau et a l'amplitude des ondes de surface. La composante S_{xx} du tenseur de radiation est prise égale à $S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g a^2$, comme dans le cas d'une onde monochromatique. Ainsi le terme de forçage vaut : $f(x) = -\frac{3}{2} g \gamma^2 \tan \beta$.

Ce modèle est contrôlé par les paramètres suivants :

- la position moyenne du point de déferlement X ,
- la fluctuation de la position du point de déferlement $\Delta = x_2 - x_1$,
- la période d'oscillation du point de déferlement T ,
- le coefficient de dissipation γ .

2.2.2 Propagation linéaire d'un paquet étroit

Ce module calcule la propagation linéaire d'un paquet d'onde étroit à plusieurs composantes. La propagation du paquet se fait à la vitesse de groupe en respectant la loi de conservation du flux d'énergie. Le critère de déferlement utilisé est celui proposé par Battjes et Janssen [1]. Contrairement au module de forçage idéalisé, le terme de forçage est calculé ici dans tout le domaine.

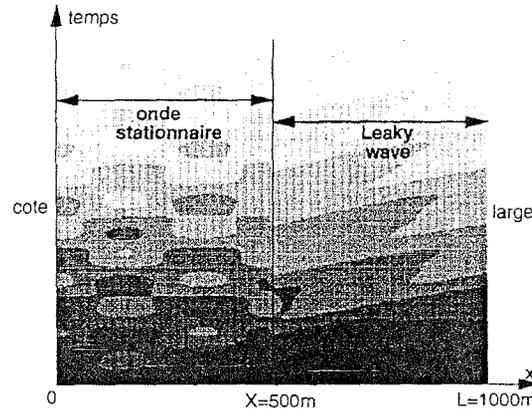


FIG. 3 – Représentation grisée de la structure spatiotemporelle de fluctuation de la surface libre dans le temps

Ce module est contrôlé par les paramètres suivants :

- a_i amplitudes des différentes composantes du spectre,
- ω_0 pulsation centrale du paquet d'ondes
- $d\omega$ écart de pulsation entre deux composantes.

3 Réponse du système au forçage idéalisé

La réponse du système soumis au terme de forçage idéalisé est présentée dans ce paragraphe. Les graphes montrent la fluctuation de l'élévation de la surface libre $\bar{\eta}(x, t)$, c'est à dire l'élévation de la surface libre instationnaire $\eta(x, t)$ à laquelle on soustrait la solution stationnaire obtenue pour $\Delta = 0$ ($\bar{\eta}(x, t) = \eta(x, t) - \eta(x, t)|_{\Delta=0}$).

Les figures 3 et 4 montrent que la réponse du système à ce type de forçage, présente deux zones distinctes :

- entre la côte et le point de déferlement : une onde stationnaire
- au large du point de déferlement : une onde progressive vers le large, appelée "leaky wave"

En effet, la variation du point de déferlement (provenant de la modulation de l'enveloppe du paquet incident), induit deux ondes longues, l'une se dirigeant vers la côte et l'autre vers le large.

L'onde progressive se dirigeant vers la côte s'y réfléchit et, en se superposant avec l'onde progressive incidente, forme une onde (quasi-)stationnaire entre la côte et le point de déferlement. Au large du point de déferlement on observe une onde progressive se dirigeant vers le large, appelée "leaky wave", résultant de la combinaison de la partie émise vers le large et de celle réfléchi à la côte.

Les résultats numériques obtenus sont en bon accord qualitatif avec les résultats analytiques de Symonds *et coll.* [8].

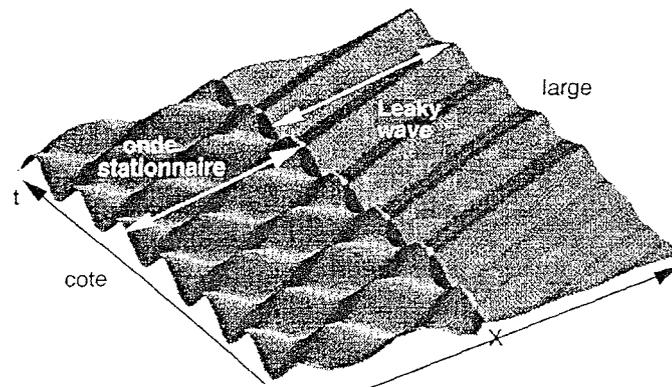


FIG. 4 – Représentation surfacée de la structure spatiotemporelle de la fluctuation de la surface libre dans le temps

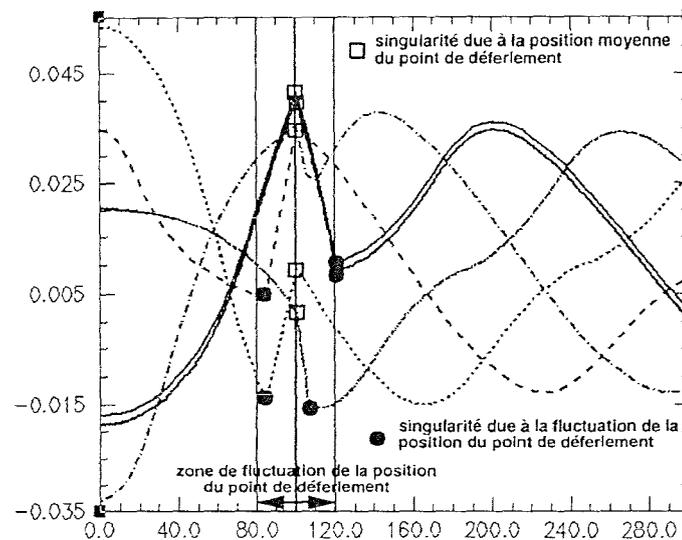


FIG. 5 – $\bar{\eta}(x, t)$ à différents instants au cours d'une période

Si l'on observe la structure de la solution, on remarque la présence de deux singularités, (voir figure 5).

Une des singularités se situe au niveau de la position moyenne du point de déferlement et vient du fait que l'on soustrait la solution stationnaire, obtenue pour $\Delta = 0$, à la solution pour Δ différent de zéro. L'autre singularité est présente à l'endroit où se trouve le point de déferlement à ce moment là.

3.1 Influence de X position moyenne du point de déferlement

Afin d'analyser l'influence de la position moyenne du point de déferlement, X , sur la structure de l'onde stationnaire dans la zone de "surf", nous avons représenté sur la figure 6(a) les résultats de différentes simulations pour les paramètres suivants :

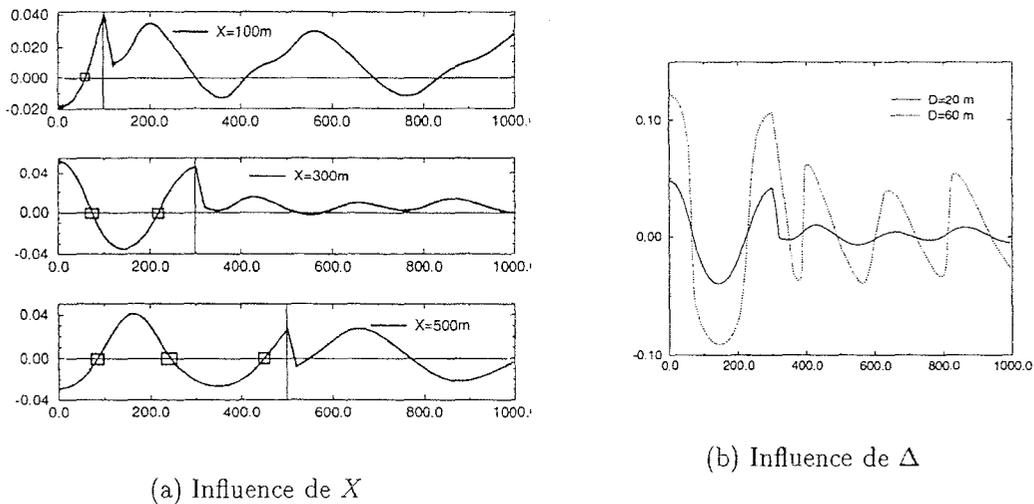


FIG. 6 – Influence des paramètres de forçage X et Δ

- période de forçage $T=50\text{ s}$
- angle de la pente $\beta = 0,5$ degrés
- hauteur d'eau à la côte $h_0 = 2\text{ m}$
- $\Delta = 20\text{ m}$
- $\gamma = 0,4$.

La valeur de γ choisie est la même que celle utilisée par Symonds *et coll.* [8] dans son étude analytique.

La fluctuation de l'élévation de la surface libre obtenue pour la position moyenne $X = 100\text{ m}$ du point de déferlement est en bon accord avec la solution de Symonds *et coll.* [8] (voir figure 6(a), graphe du haut). Dans ce travail, des valeurs plus grandes que celles utilisées par Symonds *et coll.* [8] ont été explorées: $X = 300\text{ m}$ et $X = 500\text{ m}$. Nous constatons que la variation de X induit une modification dans la structure spatiale de la partie stationnaire: pour $X = 100\text{ m}$, l'onde stationnaire présente un noeud, pour $X = 300\text{ m}$, un second noeud apparaît et la solution comporte trois noeuds pour $X = 500\text{ m}$.

3.2 Influence de Δ , amplitude de la modulation de la position moyenne du point de déferlement

Nous avons également mis en évidence l'influence de Δ , l'amplitude de la modulation de la position moyenne du point de déferlement. Pour cela, nous utilisons les mêmes paramètres que précédemment avec $X = 300\text{ m}$.

Deux valeurs de Δ sont considérées: $\Delta = 20\text{ m}$ et $\Delta = 60\text{ m}$. La figure 6(b) montre que l'augmentation de la valeur de Δ entraîne l'apparition de "chocs" dans la "leaky wave". La structure de l'onde stationnaire est également moins sinusoïdale dans le cas $\Delta = 60\text{ m}$ quelle ne l'était pour $\Delta = 20\text{ m}$. Les "chocs" s'expliquent par le fait que la position du point de déferlement peut avoir une

célérité plus grande que celle des ondes longues.

4 Comparaison avec des résultats analytiques et expérimentaux

Dans ce paragraphe, les résultats de la présente étude sont comparés aux résultats des études analytiques de Symonds *et coll.* [8] et Schäffer [6] et l'étude expérimentale de Kostense [4].

Les critères suivants ont été choisis pour comparer les résultats :

- “setup” moyen à la côte,
- valeur de l'amplitude à la côte en fonction du paramètre adimensionnel χ
- valeur de l'amplitude au point de déferlement en fonction de χ

4.1 “Setup” moyen à la côte

Symonds *et coll.* [8] ont calculé le “setup” moyen à la côte, pour une position moyenne du point de déferlement X , une pente β et un coefficient de dissipation γ :

$$\xi_0 = \frac{3}{2}\gamma^2 X \tan\beta \quad (4)$$

Pour une zone de “surf” de 100 mètres, ($X = 100$ m), un angle $\beta = 1,146$ degrés et un coefficient de dissipation $\gamma = 0,4$, le “setup” moyen calculé à la côte est de 0,48 m.

Le “setup” moyen à la côte, calculé par le modèle, est égal à 0,471 m, ce qui est en bon accord avec le résultat analytique.

4.2 Amplitude à la côte

Dans cette partie, les résultats obtenus sont comparés avec l'étude analytique de Symonds *et coll.* [8]. La figure 7 représente l'amplitude du mode fondamental ainsi que celle du premier harmonique de $\bar{\eta}(x, t)$ normalisée par $\Delta\xi$ en fonction de χ . $\Delta\xi$ représente la moitié de l'écart d'amplitude à la côte observé pour les deux positions extrémales du point de déferlement. χ est le seul paramètre adimensionnel qui apparaît dans l'adimensionalisation des équations de Saint-Venant proposée par Symonds *et coll.* [8]. Il relie la fréquence de forçage, la position moyenne du point de déferlement et la pente du profil considéré :

$$\chi = \frac{\sigma^2 X}{g \tan\beta}.$$

Les paramètres de l'étude analytique sont :

$X = 100$ m, $\Delta = 0,1$, $\beta = 1.146$ degrés et $\gamma = 0,4$, χ compris entre 0,4 et 4,8. Dans l'étude numérique, comme nous utilisons les grandeurs dimensionnelles, nous avons choisi, pour faire varier χ , de fixer σ et de calculer X pour chaque valeur de χ . La valeur de σ est estimée à partir d'un cas présenté dans l'article,

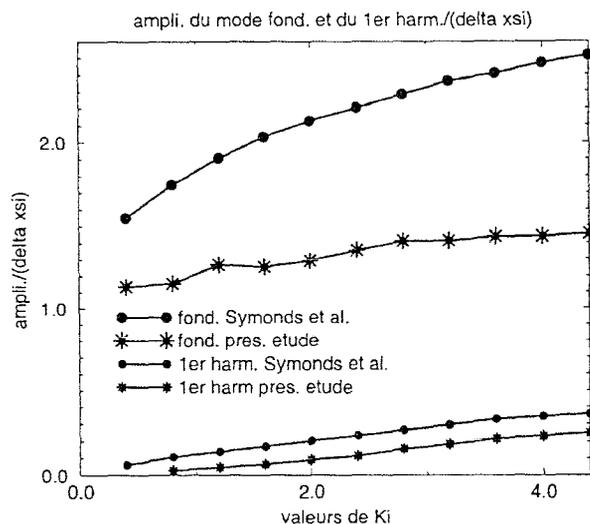


FIG. 7 – Comparaison de l'évolution de l'amplitude du mode fondamental ainsi que du 1er harmonique à la côte en fonction de χ

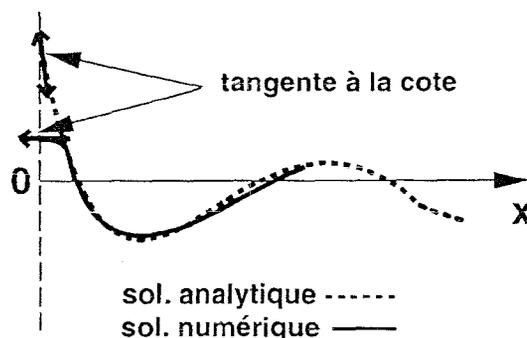


FIG. 8 – Schémas représentant le traitement de la condition à la limite à la côte

à $\sigma = 0,06$ rad/s. Nous nous plaçons également dans la même gamme de Δ que dans l'étude analytique.

Sur la figure 7, nous constatons que l'allure de l'évolution de l'amplitude du mode fondamental ainsi que du premier harmonique est bonne. Cependant, un écart d'amplitude est à noter entre les deux études, les résultats numériques sous-estimant les valeurs analytiques. Une raison possible de cette sous-estimation, provient du traitement de la condition à la limite à la côte qui n'est pas le même dans les deux études. Nous avons en effet choisi d'imposer une condition de réflexion totale (tangente de la surface libre horizontale) à la côte avec la présence d'un mur. Ce traitement a comme conséquence de sous-estimer l'amplitude à la côte (voir figure 8). Une amélioration du traitement de cette condition à la limite, en prenant en compte la tangente réelle de la surface, donnerait de meilleurs résultats.

Il serait en outre intéressant de comparer les solutions analytiques et numé-

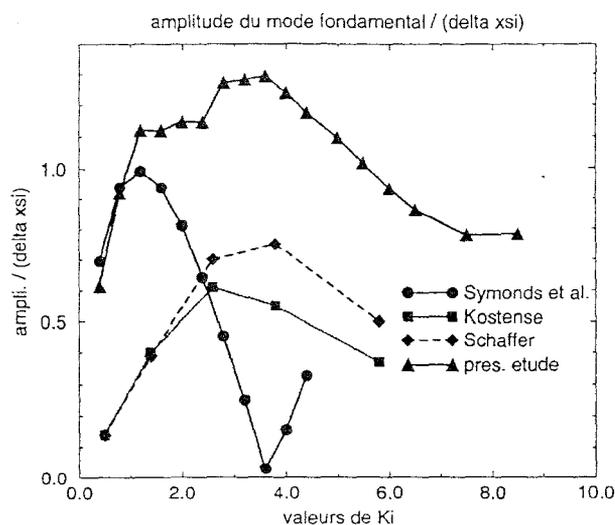


FIG. 9 – Comparaison de l'évolution de l'amplitude du mode fondamental en x_2 en fonction de χ

riques, à une distance de la côte où les effets du bord ne se font plus sentir.

4.3 Amplitude au niveau du déferlement, $x = x_2$

La figure 9 représente l'amplitude normalisée du mode fondamental de $\bar{\eta}(x, t)$ en fonction de χ au niveau de $x = x_2$, ce qui correspond à la position du point de déferlement située le plus au large. Les résultats de Symonds *et coll.* [8], Schäffer [7] et de Kostense [4] sont également présentés.

Sur cette figure, nous constatons que pour des valeurs de χ comprises entre 0 et 1,8 nos résultats sont en bon accord avec ceux de Symonds *et coll.* [8]. L'allure de notre courbe de résultats est ensuite différente et nous n'obtenons pas l'annulation de l'amplitude pour $\chi = 1, 2$. L'allure de notre courbe est en revanche proche de celle de Schäffer [7] ou Kostense [4], et nous obtenons le maximum d'amplitude pour la même valeur de χ , $\chi = 3, 6$, que celle trouvée dans Schäffer [7] et Kostense [4]. Schäffer [7] avait remis en cause la solution de Symonds *et coll.* [8] ce qui peut expliquer les différences entre nos simulations et les résultats de Symonds *et coll.* [8].

La surestimation de nos valeurs par rapport à celles de Schäffer [7] et Kostense [4] semble due au fait que nous imposons une réflexion totale à la côte.

5 Réponse du système au forçage réaliste

Nous présentons ici le cas d'un paquet incident composé de deux ondes dont les caractéristiques sont :

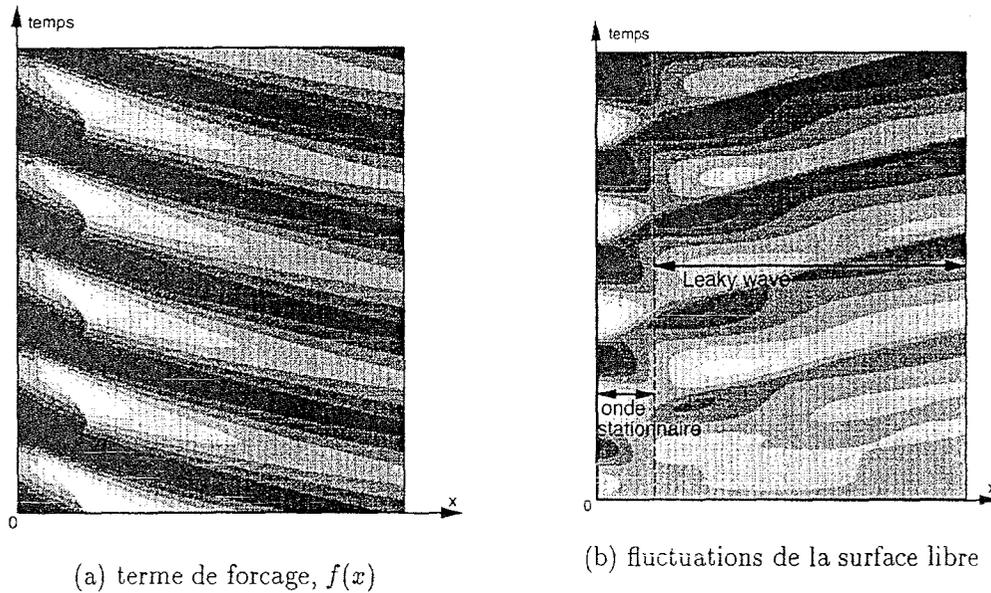


FIG. 10 – Réponse du système au forçage provenant d'un paquet étroit, $a_1 = 0,2\text{m}$, $a_2 = 0,8\text{m}$, $\omega_0 = 0,083\text{rad/s}$ et $d\omega = 0,05\text{rad/s}$

- $a_1 = 0,2\text{ m}$ et $a_2 = 0,8\text{ m}$
- $\omega_0 = 0,083\text{ rad/s}$
- $d\omega = 0,05\text{ rad/s}$

Sur la figure 10, sont représentés le terme de forçage $f(x)$ correspondant à la propagation de ce paquet ainsi que l'élévation de la surface libre.

Nous voyons que dans ce cas, la réponse du système présente toujours deux zones: entre la côte et la position du point de déferlement, zone 1, est présente une onde stationnaire et au large du déferlement, zone 2, est présente une onde quasi-stationnaire (contrairement au cas du forçage idéalisé où on observait une onde progressive vers le large) résultant de la superposition de la "leaky wave" et de la "bound wave". La "bound wave" est l'onde liée au paquet d'ondes incident (voir figure 11) qui est générée par les différences de tensions de radiation de chaque coté du paquet incident. Ce phénomène induit par le paquet n'était pas visible lorsque l'on utilisait le terme de forçage idéalisé, ce qui explique les différences de structures observées au large du point de déferlement dans les deux cas.

Nous pouvons remarquer que les échelles spatiales de l'onde stationnaire, dans la zone 1, et de l'onde quasi-stationnaire dans la zone 2 sont différentes: entre la côte et le point de déferlement la longueur d'onde est de l'ordre de 160 mètres, alors celle de l'onde quasi-stationnaire est de l'ordre de 400 mètres. La présence d'ondes stationnaires où quasi-stationnaires peut engendrer la naissance de structures morphologiques telles que des barres. La différence de longueur d'ondes entre les deux zones engendrerait des structures de plus petite échelle

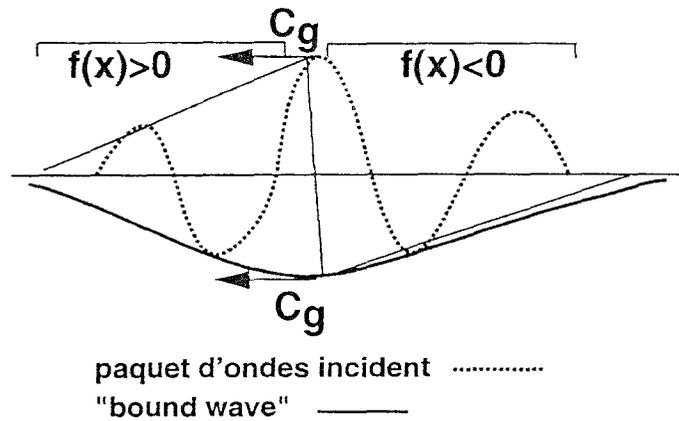


FIG. 11 – schémas représentatif de la “bound wave”

dans la zone 1 que dans la zone 2.

6 Conclusion

Dans ce travail, une étude numérique de la génération d’ondes longues par un paquet d’ondes courtes a été réalisée. Cette étude a mis en évidence la présence de deux zones distinctes dans la structure de l’élévation de la surface libre: entre la côte et le point de déferlement, on observe une onde stationnaire, et au large du point de déferlement, une onde progressive dans le cas où l’on utilise le forçage idéalisé, et une onde quasi-stationnaire dans le cas du forçage réaliste. La comparaison qualitative des résultats avec ceux de l’étude analytique de Symonds *et coll* [8] est bonne. Des différences quantitatives apparaissent au niveau des amplitudes, mais elles pourraient vraisemblablement être réduites par l’utilisation de conditions aux limites plus précises.

Références

- [1] J.A. Battjes and Janssen. J.P.F.M. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In ASCE 1978, editor, *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng.*, pages 569–587, 1978.
- [2] J. P. Boris and D. L. Book. Flux-corrected transport III. Minimal-error FCT algorithms. *J. Comp. Phys.*, 20:397–431, 1976.
- [3] A-L. Cadène and D. Astruc. Manuel du code “hydrosed”, Juin 1999. Rapport interne de l’Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse.
- [4] J.K. Kostense. Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups. In ASCE 1985, editor, *Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., Houston, Texas*, pages 724–740, 1986.

- [5] J.H. List. A model for the generation of two-dimensional surf beat. *Journal of Geophysical Research*, 97(C4):5623–5635, April 15 1992.
- [6] H.A. Schaffer. Infragravity waves induced by short-wave groups. *Journal of Fluid Mechanics*, 247:551–588, 1993.
- [7] H.A. Schaffer. Edge waves forced by short-wave groups. *Journal of Fluid Mechanics*, 259:125–148, 1994.
- [8] G. Symonds, D.A. Huntley, and A.J. Bowen. Two-dimensional surf beat : Long wave generation by a time-varying breakpoint. *Journal of Geophysical Research*, 87(C1):492–498, January 20 1982.