
Dynamique non linéaire des vagues en zone de surf interne

Philippe Bonneton

*Département de Géologie et d'Océanographie, UMR CNRS 5805,
Université de Bordeaux I, av. des Facultés,
F-33405 Talence
p.bonneton@epoc.u-bordeaux1.fr*

RÉSUMÉ. Nous présentons dans cet article un modèle mathématique intégré suivant la verticale qui permet de calculer la transformation non linéaire des vagues en zone de surf interne. Nous analysons tout d'abord les processus de distorsion et de dissipation des vagues à partir de la théorie hyperbolique des ondes de choc. Nous présentons ensuite une comparaison entre les résultats expérimentaux de Cox [COX 95] et nos simulations numériques, qui montre la capacité de notre modèle à reproduire la dynamique des vagues en zone de surf interne.

ABSTRACT. In this paper we present a depth-integrated mathematical model for computing the non-linear transformation of waves in the inner surf zone. First, we analyse wave distortion and dissipation processes from the hyperbolic theory for shock wave. Then, we present a comparison between experimental results by Cox [COX 95] and our numerical simulations, which shows the ability of our numerical model to describe the wave dynamics in the inner surf zone.

MOTS-CLÉS : vague, zone de surf, équations de Saint-Venant, choc, dissipation d'énergie.

KEYWORDS: surface wave, surf zone, Saint-Venant equations, shock, energy dissipation.

1. Introduction

La houle et les courants qu'elle induit jouent un rôle essentiel dans la formation des structures sédimentaires côtières. Une connaissance précise des phénomènes associés aux vagues est primordiale pour la compréhension des différentes formes de barres (multiples ou pas, localisation par rapport à la zone de surf, longshore, obliques ou en croissant...). La houle à l'approche de la côte suit l'évolution schématique suivante : elle se raidit en même temps que la profondeur d'eau diminue ("zone de levée"), jusqu'au déferlement associé à des mouvements turbulents intenses ("zone de déferlement"), puis les vagues se réorganisent sous la forme de ressauts hydrauliques propagatifs ("zone de surf interne" (ZSI)), qui atteignent la plage en générant des jets de rive ("zone de swash"). Si les phénomènes de réfraction et diffraction dans la zone de shoaling sont maintenant bien pris en compte dans les modèles basés sur les équations de Berkhoff ou de Boussinesq, en revanche la compréhension des processus hydrodynamiques après le déferlement reste un domaine de recherche ouvert.

Nous présentons dans cet article un modèle mathématique intégré suivant la verticale (section 2) qui permet de décrire la propagation et la dissipation des vagues en ZSI. Nous proposons ensuite à la section 3 une analyse théorique, à partir de ce modèle, de la distorsion des vagues en ZSI. Pour terminer (section 4) nous présentons une validation de ce modèle à partir de l'expérience de laboratoire de Cox [COX 95].

2. Modèle mathématique

2.1. Equations du mouvement intégrées suivant la verticale

Dans la ZSI la longueur d'onde des vagues est grande devant la profondeur d'eau. Il est alors classique d'essayer de réduire la complexité du problème en intégrant suivant la verticale les équations du mouvement. Le déferlement est généralement de type déversant dans la ZSI et l'on peut donc considérer que les hypothèses sur lesquelles repose la condition cinématique à l'interface (surface libre continue et monovaluée) sont justifiées. L'intégration suivant la verticale des équations de Navier-Stokes conduit alors au résultat suivant :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} = 0 \quad [1]$$

$$\rho \frac{\partial hu}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x} \left(hu^2 + \frac{1}{2} gh^2 \right) = \rho gh \frac{\partial d}{\partial x} - \tau_b + \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x} + N \quad [2]$$

où, $h(x, t)$ est la hauteur d'eau, $d(x)$ la profondeur d'eau au repos, $\zeta(x, t)$ la cote de la surface libre ($\zeta(x, t) = h - d$), ρ la masse volumique de l'eau, u la vitesse moyennée suivant la verticale ($u = \frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} v_1 dz$, v_1 composante de la vitesse suivant x à la hauteur z), τ_b la tension de cisaillement au fond ;

$$T = \int_{-d}^{\zeta} \tau_{xx}^v dz$$

$$V = \int_{-d}^{\zeta} -\rho \tilde{u}^2 dz$$

$$N = \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{-d}^{\zeta} -p dz \right) + p(-d) \frac{\partial d}{\partial x}$$

où, P est la pression, $p = P - \rho g(\zeta - z)$ la pression non hydrostatique, $\tilde{u} = v_1 - u$ et τ_{xx}^v la composante suivant x du tenseur des contraintes visqueuses. Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement horizontale [2], N correspond à la contribution des effets non hydrostatiques, $\frac{\partial V}{\partial x}$ à la variabilité verticale du champ de vitesse et $\frac{\partial I}{\partial x}$ à la diffusion visqueuse de la quantité de mouvement. Il est important de noter qu'à ce stade de développement la seule hypothèse qui a été émise pour obtenir ce système d'équations concerne l'utilisation de la condition cinématique à la surface libre.

On observe que dans la ZSI les variables hydrodynamiques évoluent de façon régulière, excepté très localement au niveau de fronts d'ondes. L'objectif dans cette section est d'établir un modèle mathématique qui décrive de façon précise la propagation et la distorsion des vagues sans tenir compte de façon détaillée de la structure des fronts d'onde. Pour cela nous nous inspirons de la démarche développée dans le domaine de la mécanique des fluides compressibles pour l'étude des ondes de choc (cf. Lax [LAX 57]).

Des expériences de laboratoire comme celles de Cox [COX 95] et Ting et Kirby [TIN 96], ainsi que les simulations numériques diphasiques de Lin et Liu [LIN 98] ont permis de montrer que dans la ZSI, excepté au niveau des fronts d'onde, le champ de vitesse des vagues déferlées variait peu suivant la verticale et que la pression était proche de la pression hydrostatique. Ces observations nous conduisent à négliger N et V dans l'équation [2]. Dans la ZSI les termes visqueux agissent principalement au niveau des fronts d'onde, où sont localisés de très forts gradients de vitesse. Nous allons montrer par la suite qu'il est possible de négliger le terme de diffusion $\frac{\partial I}{\partial x}$ en introduisant le concept de choc pour décrire les fronts d'onde. On obtient alors comme modèle mathématique non visqueux le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} = 0 \quad [3]$$

$$\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(hu^2 + \frac{1}{2}gh^2 \right) = gh \frac{\partial d}{\partial x} - \frac{\tau_b}{\rho} \quad [4]$$

où nous modélisons la tension de cisaillement au fond τ_b par $\tau_b = \frac{1}{2}\rho f|u|u$ (f est le coefficient de friction). Ce système correspond aux équations de Saint-Venant avec friction.

2.2. Chocs et dissipation

Les équations [3] et [4] forment un système non linéaire strictement hyperbolique (pour $h > 0$) avec termes sources. L'absence de diffusion de la quantité de mouvement dans l'équation [4] conduit à la formation de discontinuités dans les solutions. Ces discontinuités (ou chocs) correspondent à la représentation mathématique des fronts d'onde. Il est alors nécessaire d'étendre les solutions du système [3] et [4] en utilisant le concept de solution faible (cf. Whitham [WHI 74]). Les solutions faibles vérifient les équations [3] et [4], là où elles sont continues et les conditions de saut au niveau des chocs :

$$-U[h] + [hu] = 0 \quad [5]$$

$$-U[hu] + [hu^2 + \frac{1}{2}gh^2] = 0 \quad [6]$$

Les crochets indiquent le saut des quantités et U est la vitesse du choc. Il existe une indétermination concernant cette solution faible, qui ne peut être levée qu'en analysant l'évolution de l'énergie à travers un choc. En effet, pour qu'une solution faible soit physiquement admissible il est nécessaire qu'elle vérifie une condition d'entropie. Pour les équations de Saint-Venant l'entropie "mathématique" correspond à l'énergie $\mathcal{E} = \frac{1}{2}\rho(hu^2 + g(h-d)^2)$. La condition d'entropie en niveau d'un choc s'écrit :

$$-U[\mathcal{E}] + [\mathcal{F}] < 0$$

où $\mathcal{F} = \rho hu (\frac{1}{2}u^2 + g(h-d))$. Ceci exprime physiquement le fait que les particules de fluide perdent de l'énergie en traversant le choc. A partir des conditions de saut [5] et [6], on peut déterminer la dissipation d'énergie $\mathcal{D} = -[\mathcal{F}] + U[\mathcal{E}]$ à travers un choc (cf. Bonneton [BON 01a]) :

$$\mathcal{D} = \frac{\rho g}{4}(h_2 - h_1)^3 \left(\frac{g(h_2 + h_1)}{2h_1 h_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [7]$$

où h_1 et h_2 sont les hauteurs d'eau à l'avant et à l'arrière du choc.

Les équations de Saint-Venant inviscides, associées au concept de solution faible, permettent donc de décrire la dissipation d'énergie au niveau des fronts d'onde. Bonneton [BON 01a] a montré que ce modèle mathématique donnait une bonne description de la dissipation des vagues en ZSI. Il est important de noter que la dissipation donnée par l'équation [7] s'applique à tous les chocs et pas seulement au cas particulier du ressaut hydraulique. Or depuis les travaux de Le Méhauté [LEM 62], il est classique dans le domaine du génie côtier d'estimer la dissipation dans les vagues déferlées en faisant une analogie entre ces fronts d'onde et le ressaut hydraulique propagatif. Les désaccords qui ont été observés entre les mesures et les modèles paramétriques basés sur cette analogie (cf. Battjes et Janssen [BAT 78]) ont conduit un certain nombre d'auteurs à appliquer des facteurs correctifs à l'équation [7]. Des calculs numériques (Kobayashi et al. [KOB 89], Cox [COX 95] et Bonneton et Dupuis [BON 01b]) et théoriques (Bonneton [BON 01a]) appliqués à la propagation des vagues en

ZSI nous conduisent à penser que la dissipation donnée par l'équation [7] est en bon accord avec la réalité physique. Les facteurs correctifs appliqués à cette équation dans les modèles paramétriques servent seulement à compenser une mauvaise estimation des flux d'énergie dans ces modèles.

3. Analyse de la distorsion des vagues

Dans ce chapitre nous allons décrire les mécanismes non linéaires qui contrôlent la distorsion des vagues en ZSI et qui conduisent à la forme caractéristique d'ondes en dents de scie. Pour simplifier le problème nous allons considérer une onde simple se propageant sans frottement sur un fond plat ($d(x) = d_0$). Bonneton [BON 01a] a montré que dans ce cas les équations de Saint-Venant pouvaient se réduire à une équation de Burger. Dans le référentiel \mathcal{R}_0 se déplaçant à la vitesse $c_0 = (gd_0)^{1/2}$, cette équation non linéaire s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{3}{2}u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad [8]$$

avec en présence de choc la condition de saut : $U = \frac{3}{4}(u_1 + u_2)$, où u_1 et u_2 sont les vitesses à l'avant et à l'arrière du choc. On peut obtenir l'élévation de la surface libre ζ en fonction de la vitesse à partir de la relation $\frac{\zeta}{d_0} = \frac{u}{c_0} \left(1 + \frac{u}{4c_0}\right)$. (On peut montrer que dans la ZSI $\frac{\zeta}{d_0} \simeq \frac{u}{c_0}$. L'analyse théorique des ondes que nous allons présenter à partir de champ de vitesse peut donc se transposer de façon directe à ζ .)

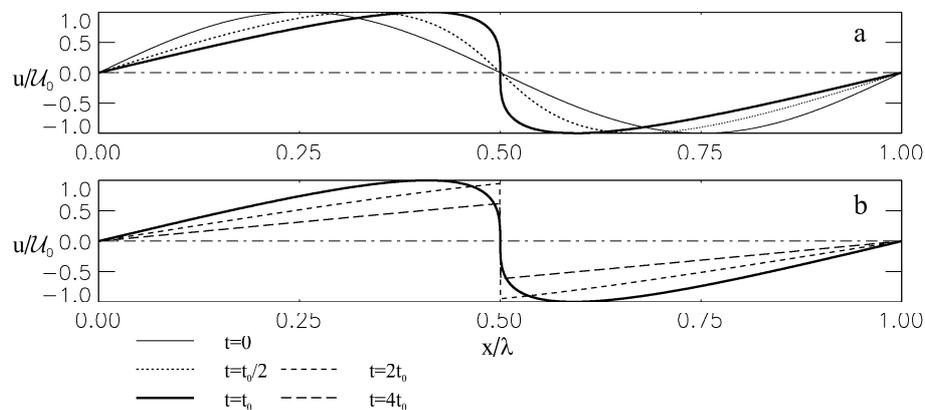


Figure 1. Solutions analytiques de la distorsion d'une onde périodique sur fond plat. a, avant la formation des chocs ; b, après la formation des chocs

L'équation [8] signifie que la vitesse u est constante le long des droites caractéristiques $\frac{dx}{dt} = c_p$, où $c_p = \frac{3}{2}u$ est la vitesse de propagation. Cette vitesse étant proportionnelle à u , la crête des ondes va se propager plus rapidement que les creux,

ce qui conduit au raidissement des ondes et à la formation de chocs. Ces derniers vont se former aux points x_d tels que la dérivée $\frac{\partial}{\partial x}(c_p(x, 0))$ est négative et sa valeur absolue maximale et se produisent à l'instant $t = -1/\frac{\partial c_p}{\partial x}x_d$.

Pour illustrer ce phénomène nous allons considérer une perturbation de vitesse initiale sinusoïdale de longueur d'onde λ : $u(x, t = 0) = \mathcal{U}_0 \sin(2\pi x/\lambda)$. La vitesse de propagation c_p étant proportionnelle à u , le champ d'onde va se distordre tout en préservant sa symétrie (cf. figure 1a). Les chocs se produisent en $\frac{x_d}{\lambda} = \frac{1}{2} + n$ ($n \in \mathbb{N}$), à l'instant $t_0 = \frac{\lambda}{3\pi\mathcal{U}_0}$ et sont fixes dans le référentiel \mathcal{R}_0 . L'énergie de l'onde est conservée jusqu'à $t = t_0$, puis décroît en présence de chocs. On observe sur la figure 1b que très rapidement après la formation de ces derniers, l'onde prend une forme en "dents de scie". Cette forme, qui est une des principales caractéristiques des vagues observées en ZSI (cf. figure 4), est donc le résultat des effets conjugués de la distorsion non linéaire des vagues et de la dissipation de l'énergie au niveau des fronts d'onde.

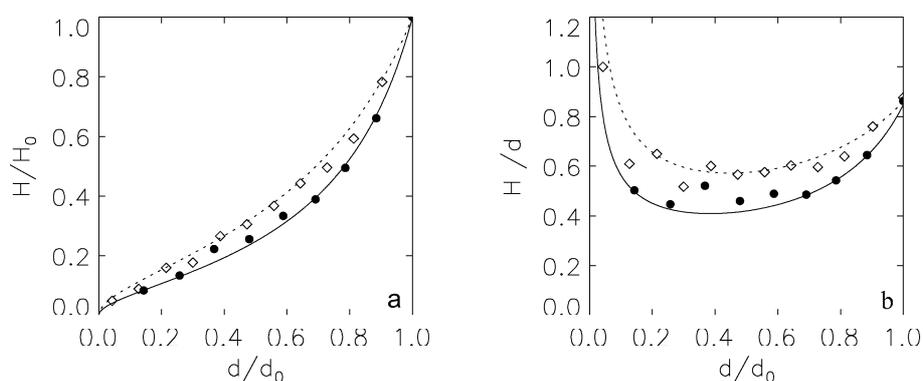


Figure 2. Hauteur des vagues adimensionnée par H_0 (a) et d (b), en fonction de la profondeur d'eau. Comparaison entre le modèle analytique (équation [9]) et les expériences de Stive [STI 84], $\beta = 1/40$. ●●●●, $H_0 = 0.178$ m, $d_0 = 0.2125$ m, $f = 1/1.79$ s⁻¹ ; ◇◇◇◇, $H_0 = 0.226$ m, $d_0 = 0.2625$ m, $f = 1/3$ s⁻¹

Bonneton [BON 01a] a utilisé cette théorie pour estimer les flux d'énergie et la dissipation en ZSI sur une plage à pente constante β (faible), en faisant l'hypothèse que les vagues avaient une forme en dents de scie. Il obtient une formule analytique donnant l'évolution de la hauteur des vagues H en fonction de la profondeur $d(x)$ et du nombre sans dimension $\sigma = \frac{2H_0}{\beta c_0 T}$:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\sigma \left(\frac{d}{d_0} \right)^{-1/2} + (1 - \sigma) \left(\frac{d}{d_0} \right)^{1/4} \right)^{-1} \quad [9]$$

où H_0 et d_0 correspondent à la hauteur des vagues et à la profondeur au début de la zone de surf interne et T est la période des vagues. Une équation similaire a été proposée par Stive [STI 84], à partir d'une approche théorique linéaire associée à des

paramètres ajustés par des calibrations expérimentales. La figure 2a montre que notre modèle théorique non linéaire (équation [9]), qui ne nécessite aucune calibration, est en très bon accord avec les mesures réalisées en canal à houle par Stive (1984). Un paramètre important en ingénierie côtière pour quantifier les vagues en zone de surf est le rapport γ entre la hauteur des vagues et la profondeur d'eau : $\gamma = H/d$. La figure 2b présente l'évolution de ce paramètre dans la ZSI. L'augmentation de γ en haut de plage (faibles profondeurs), qui a été mise en évidence par exemple dans les expériences in situ de Raubenheimer et al. [RAU 96] et Sénéchal et al. [SEN 01] et [SEN 02], est bien reproduite par notre modèle analytique.

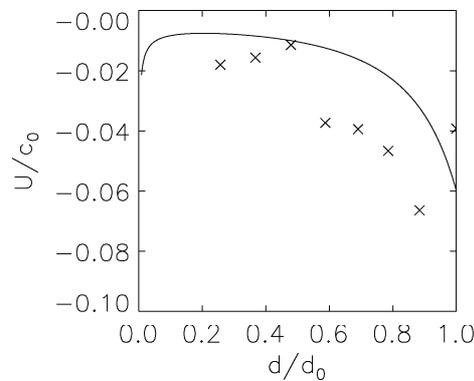


Figure 3. Courant de retour adimensionné par c_0 en fonction de la profondeur d'eau. Comparaison entre le modèle analytique (équation [10]) et les expériences de Stive [STI 84], $\beta = 1/40$, $H_0 = 0.178$ m, $d_0 = 0.2125$ m, $f = 1/1.79$ s⁻¹

Nous pouvons aussi calculer à partir de notre théorie le flux de masse associé aux vagues et donc le courant de retour \bar{u} ($\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt$) qui permet d'équilibrer ce flux de masse. On obtient :

$$\frac{\bar{u}}{\sqrt{gd}} = -\frac{1}{12}\gamma^2$$

ou de façon équivalente :

$$\frac{\bar{u}}{c_0} = -\frac{1}{12}\left(\frac{H_0}{d_0}\right)^2 \left(\sigma \left(\frac{d}{d_0}\right)^{1/4} + (1-\sigma)\frac{d}{d_0} \right)^{-2} \quad [10]$$

La figure 3 présente une comparaison entre le courant de retour théorique (équation [10]) et le courant mesuré par Stive [STI 84]. La décroissance du courant de retour lorsque la profondeur diminue est reproduite de façon qualitative par le modèle. Celui-ci tend à sous-estimer le courant mesuré. Nous verrons au chapitre suivant que cette sous-estimation est certainement liée au fait que le courant de retour mesuré est obtenu

par une intégration de la vitesse entre le fond et le creux des vagues, alors que le courant théorique correspond à l'intégration de la vitesse sur toute la colonne d'eau ¹.

4. Modélisation numérique

Le modèle analytique de la section précédente nous a permis d'expliquer le phénomène non linéaire de distorsion des vagues en ZSI. Cependant, pour calculer précisément le champ de vitesse et l'élévation de la surface libre, il est nécessaire d'utiliser une résolution numérique des équations de Saint-Venant, en particulier pour des situations complexes (houles et bathymétries irrégulières). Pour résoudre ce système d'équations non linéaire hyperbolique nous avons développé un schéma numérique MacCormack TVD, qui donne une bonne description de la distorsion des vagues sans présenter d'oscillations numériques parasites au niveau des fronts d'onde (cf. Vincent et al. [VIN 01]).

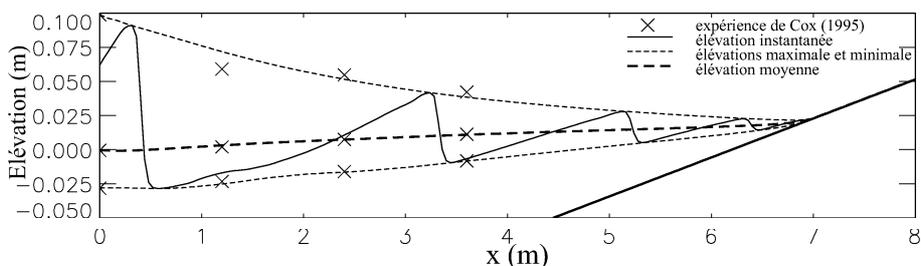


Figure 4. Evolution spatiale de l'élévation des vagues. Comparaison entre le modèle numérique et les expériences de Cox [COX 95], (x)

Nous présentons dans cette section une application de ce modèle à la propagation d'une houle régulière se propageant sur un fond de pente constante $\beta = 1/35$, qui correspond à l'expérience de laboratoire réalisée par Cox [COX 95]. Une houle de période $T = 2.2$ s et d'amplitude $H = 13.22$ cm est générée dans un canal de 33 m de long et déferle sous la forme d'un déferlement déversant. La condition limite de notre modèle numérique est donnée par les mesures de hauteur d'eau en un point situé au début de la ZSI ($x = 0$, sur nos figures). Nos calculs ont été réalisés avec une résolution spatiale $\Delta x = 4$ cm, un pas de temps $\Delta t = 0.01$ s et un coefficient de friction $f = 0.015$. La condition initiale correspond au plan d'eau au repos. Après une période de calcul de $100 T$ permettant d'évacuer les ondes transitoires nous avons réalisé une simulation sur une durée de $50 T$.

1. Il est intéressant de noter que notre définition du courant moyen ($\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{1}{h} \int_{-d}^{\zeta} v_1 dz \right) dt$) permet de décrire le courant de retour contrairement à la définition de Mei [MEI 89] ($\bar{u} = \frac{1}{h} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\int_{-d}^{\zeta} v_1 dz \right) dt$) qui est généralement utilisée dans les modèles décrivant l'écoulement moyen induit par la houle (cf. Bonneton [BON 03])

La figure 4 présente l'évolution spatiale de l'élévation des vagues dans la ZSI. On observe un très bon accord entre les valeurs calculées (élevations maximum, minimum et moyenne) et les valeurs mesurées. En particulier le modèle reproduit bien le phénomène de surélévation du plan d'eau ("set-up"). Le champ de vague instantané que l'on peut observer sur la figure 4 illustre la forme caractéristique en dents de scie des vagues en ZSI. Cette figure montre aussi que pour des vagues régulières sur une plage de faible pente la zone de swash est pratiquement inexistante. Cette zone est présente lorsque la houle est irrégulière et est associée à des ondes infragravitaires.

Une confrontation entre l'évolution temporelle de l'élévation mesurée et calculée en plusieurs points est présentée sur la figure 5. On observe un très bon accord, aussi bien sur la phase que l'amplitude des signaux. L'accord sur la décroissance de l'amplitude des vagues confirme la validité physique de notre modélisation de la dissipation de l'énergie.

Nous présentons sur la figure 6 une comparaison de l'évolution temporelle des vitesses intégrées suivant la verticale, calculées u et mesurées par Cox u_{cox} . Cette dernière est obtenue en intégrant la vitesse mesurée entre le fond ($z = -d$) et le creux des vagues ($z = \zeta_t$) :

$$u_{cox} = \frac{1}{\zeta_t + d} \int_{-d}^{\zeta_t} v_1 dz$$

On trouve un très bon accord entre u et u_{cox} lorsque $\zeta \in [\zeta_t, 0]$, en revanche au niveau de la crête des vagues u est très nettement supérieure à u_{cox} . Ceci ne remet pas en cause la validité de notre modèle, dans la mesure où l'on sait que la vitesse v_1 est très forte dans la crête des vagues. Pour aller plus loin dans la validation de notre modèle, une connaissance expérimentale du champ de vitesse pour $z \in [\zeta_t, \zeta]$ devient nécessaire.

La figure 7 présente la structure verticale du champ de vitesse mesuré en différents points de la ZSI et aux temps $t = t_{ph}, t_{ph} + T/6, t_{ph} + 2T/6, t_{ph} + 3T/6, t_{ph} + 4T/6, t_{ph} + 5T/6$, où t_{ph} a été déterminé de telle façon que $t_{ph} + T/4$ corresponde à l'instant où l'élévation de la surface libre passe par zéro par valeur croissante. Cette figure confirme l'hypothèse effectuée à la section 2.1 sur la faible variabilité verticale du champ de vitesse, excepté au niveau de la crête des vagues. La vitesse calculée par notre modèle u donne une très bonne estimation du champ de vitesse en ZSI.

5. Conclusions

Nous avons présenté dans cet article un modèle mathématique intégré suivant la verticale qui permet de calculer la transformation non linéaire des vagues en ZSI. Nous avons montré sa capacité à reproduire la distorsion des vagues ainsi que leur dissipation. La facilité d'utilisation de ce modèle le rend particulièrement bien adapté à la simulation des cas complexes de propagation des vagues que l'on observe en milieu naturel. Pour aller plus loin dans la validation, puis l'amélioration de ce type de modèle il serait nécessaire de disposer d'une information complète sur la structure

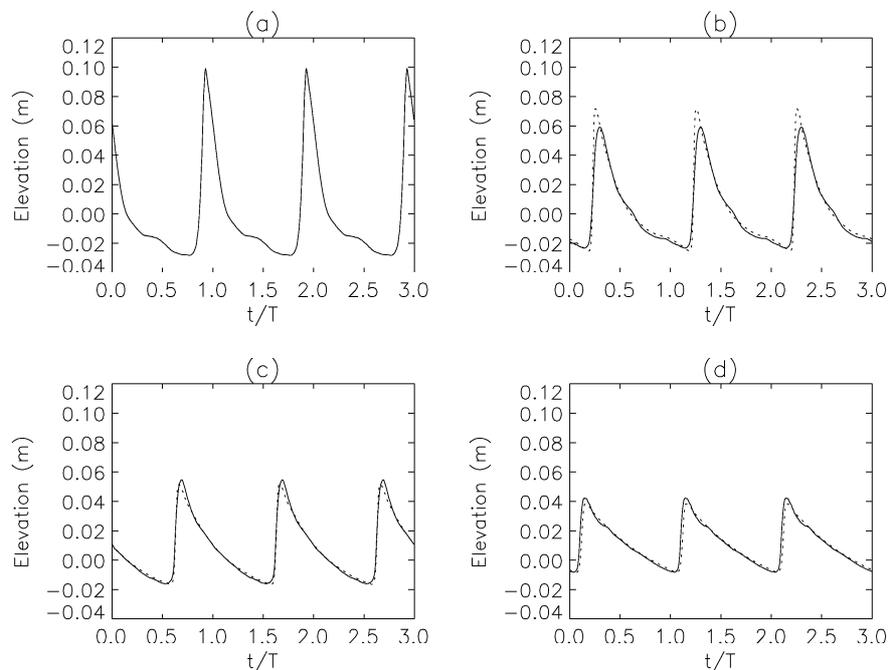


Figure 5. Evolution temporelle de l'élévation des vagues en différents points de la ZSI. Comparaison entre le modèle numérique (---) et les expériences de Cox [COX 95] (—). a, $x = 0\text{ m}$; b, $x = 1.2\text{ m}$; c, $x = 2.4\text{ m}$; d, $x = 3.6\text{ m}$

verticale des ondes en ZSI, en particulier au niveau de la crête des vagues. C'est pour cette raison que les recherches qui se mettent en place au niveau national, tant du point de vue expérimental (méthode PIV), que numérique (modélisation DNS et LES), sont d'une grande importance pour l'amélioration des modèles de propagation de la houle en ZSI.

Remerciements

Ces travaux ont été soutenus par deux programmes nationaux de l'INSU : le PNEC (Programme National d'Environnement Côtier) et le PATOM (Programme ATmosphère Océan à Multi-échelles). Nous remercions Daniel Cox qui a mis à notre disposition les données expérimentales de sa thèse et Luc Hamm qui nous a transmis une base de données issue du projet MAST-G8M.

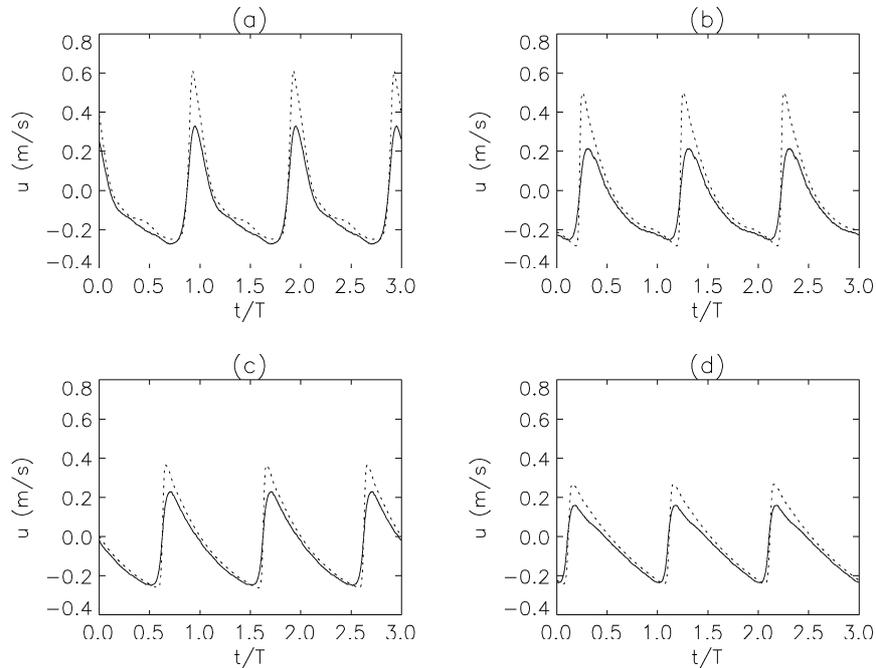


Figure 6. Evolution temporelle de la vitesse u des vagues en différents points de la ZSI. Comparaison entre le modèle numérique (---) et les expériences de Cox [COX 95] (___). a, $x = 0$ m ; b, $x = 1.2$ m ; c, $x = 2.4$ m ; d, $x = 3.6$ m.

6. Bibliographie

- [BAT 78] BATTJES, J.A. and JANSSEN, J.P.F.M. Energy loss and setup due to breaking of random waves. In *Proc. Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, 569-587, 1978.
- [BON 01a] BONNETON, P. A note on wave propagation in the inner surf zone, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **329**, Série II b, 27-33, 2001.
- [BON 01b] BONNETON, P. and DUPUIS, H. Transformation of irregular waves in the inner surf zone. *Proc. 27th Int. Conf. on Coastal Eng.*, **1**, 745-754, 2001.
- [BON 03] BONNETON, P. Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf. *Oceanis*, en correction, 2003.
- [COX 95] COX, D.T. Experimental and numerical modelling of surf zone hydrodynamics, Ph.D. dissertation, Univ. of Delaware, Newark, 1995.
- [KOB 89] KOBAYASHI, N., DESILVA, G.S. and WATSON, K.D. Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes. *J. Geophys. Res.* **94** (C1), 951-966, 1989.

- [LAX 57] LAX, P.D. Hyperbolic systems of conservation laws. *Comm. Pure Appl. Math.* **10**, 537-566, 1957.
- [LEM 62] LE MEHAUTE, B. On the non-saturated breaker theory and the wave run-up. *Proc. 8th Coastal Engineering Conf.* 77-92, 1962.
- [LIN 98] LIN, P. and LIU, P. L.-F. A numerical study of breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, **359**, p. 239-264, 1998.
- [MEI 89] MEI, C.C. The applied dynamics of ocean surface waves. *World Scientific*, 1989.
- [RAU 96] RAUBENHEIMER, B., GUZA, R.T. and ELGAR, S. Wave transformation across the inner surf zone, *J. Geophys. Res.*, **101**, p. 25589-25597, 1996.
- [SEN 01] SENECHAL, N., DUPUIS, H., BONNETON, P., HOWA, H. et PEDREROS, R. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach, *Oceanologica Acta*, **24** (6), p. 545-556, 2001.
- [SEN 02] SENECHAL, N., DUPUIS, H., BONNETON, P. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, Truc Vert beach on October 2001. *Proceeding of PECS*, Hamburg, September 2002.
- [STI 84] STIVE, M.J.F., Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes. *Coast. Eng.* **8**, p. 99-127, 1984.
- [TIN 96] TING, F.C.K. and KIRBY, J.T. Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker. *Coastal Eng.*, **27**, p. 131-160, 1996.
- [VIN 01] VINCENT, S., BONNETON, P. and CALTAGIRONE, J-P. Numerical modelling of bore propagation and run-up on sloping beaches using a MacCormack TVD scheme, *J. of Hydr. Research*, **39**, p. 41-49, 2001.
- [WHI 74] WHITHAM, G.B. Linear and nonlinear Waves. *Wiley-Interscience Publication*, 1974.

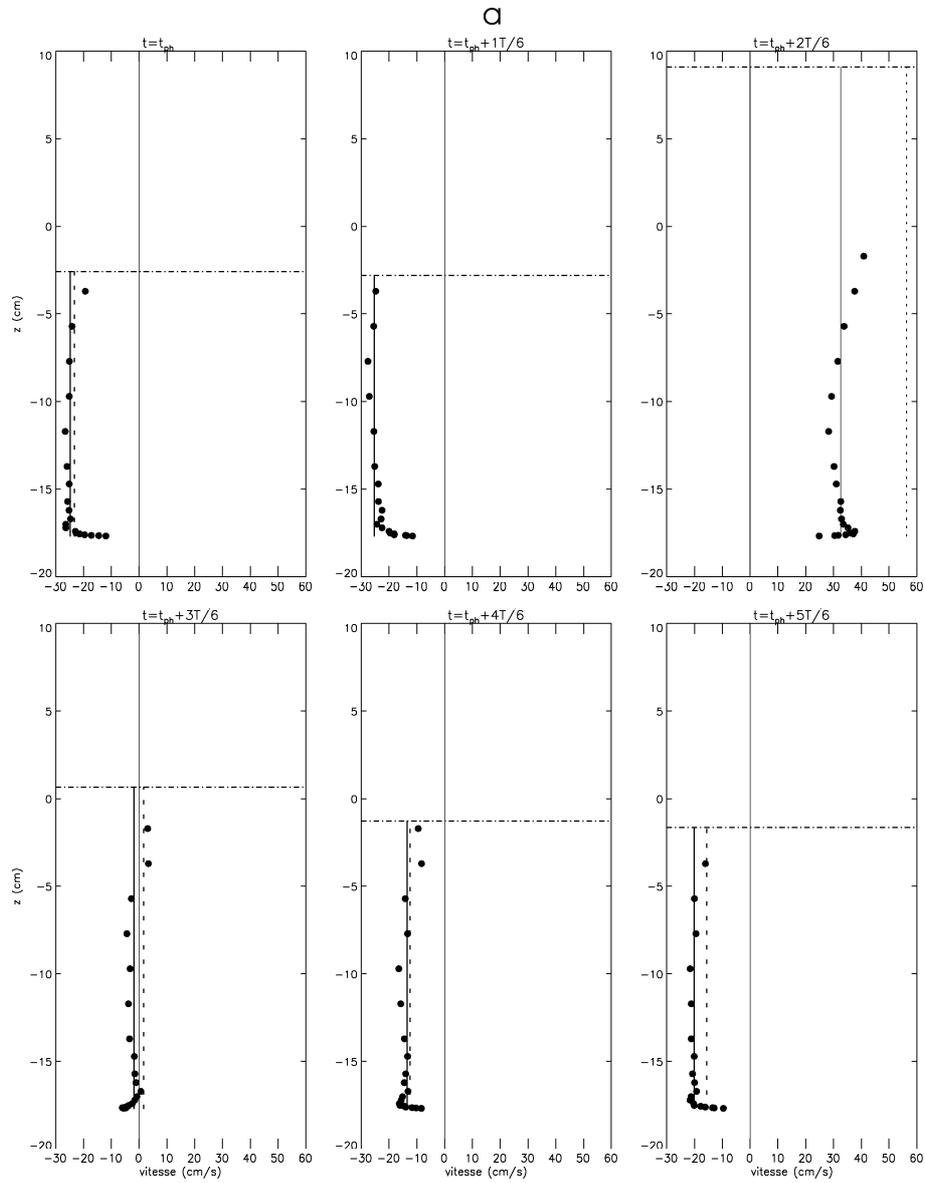


Figure 7. a Structure verticale du champ de vitesse dans la ZSI. ●, vitesse mesurée (Cox [COX 95]); —, vitesse mesurée moyennée suivant la verticale u_{cox} ; - - - : vitesse calculée u ; - · - · - , position de la surface libre. $x = 0$ m

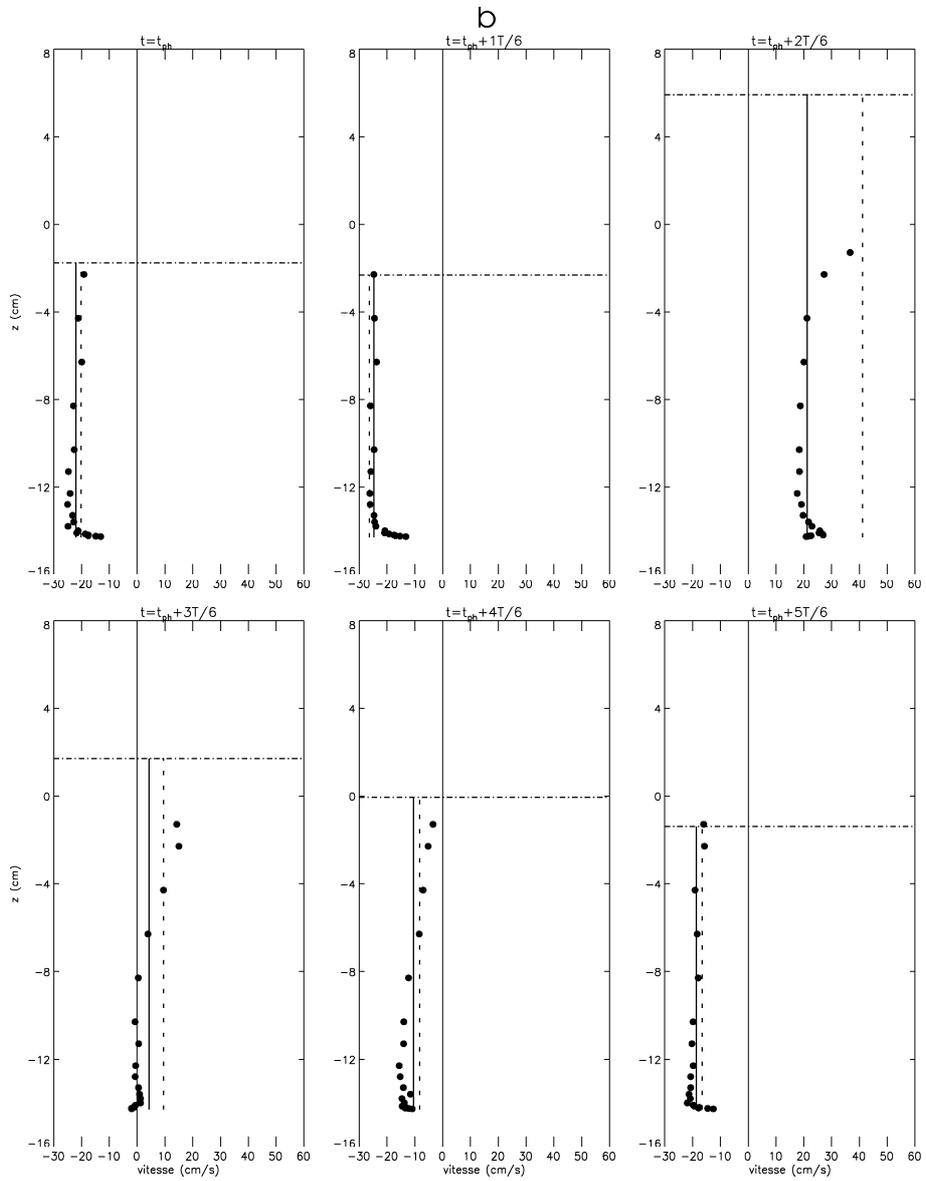


Figure 7. b Structure verticale du champ de vitesse dans la ZSI. ●, vitesse mesurée (Cox [COX 95]); —, vitesse mesurée moyennée suivant la verticale u_{cox} ; - - - : vitesse calculée u ; - · - · - , position de la surface libre. $x = 1.2$ m

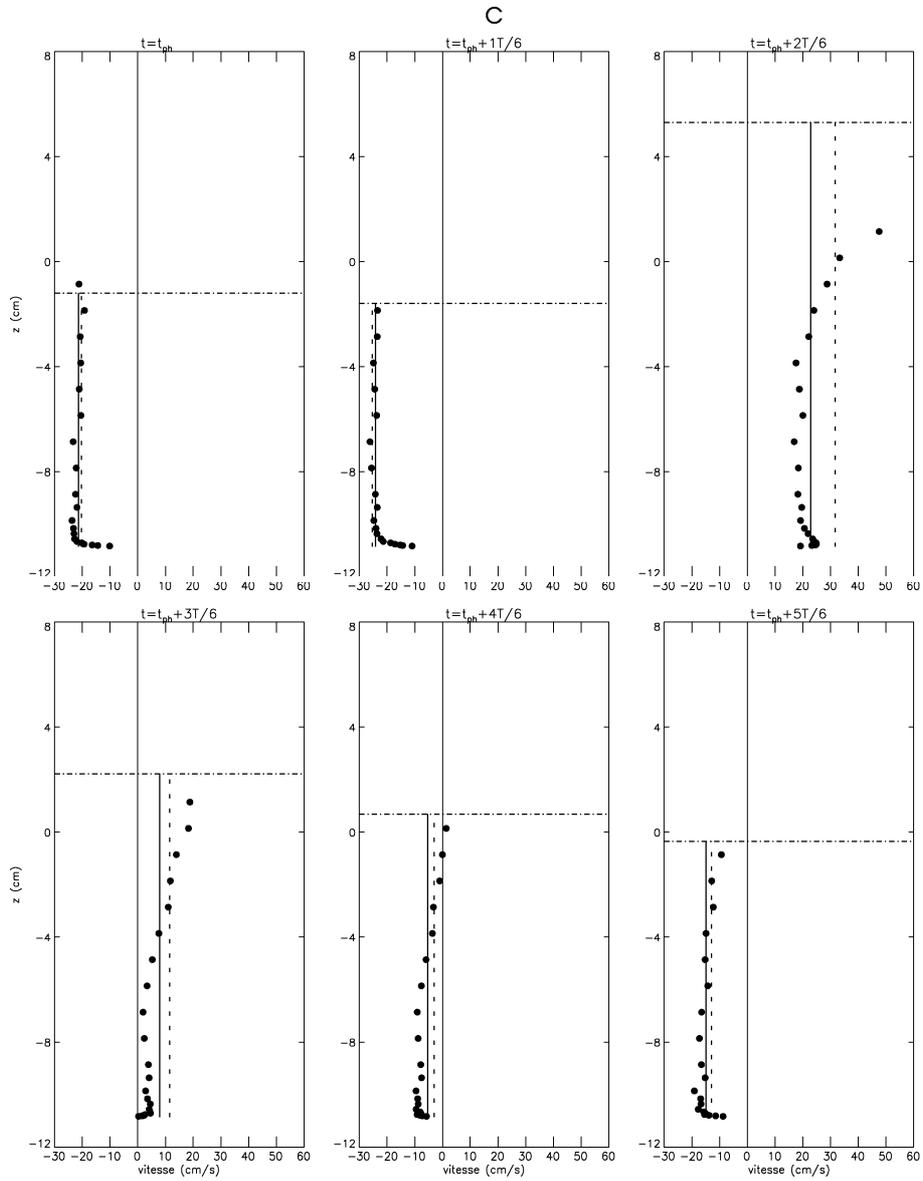


Figure 7. *c* Structure verticale du champ de vitesse dans la ZSI. ●, vitesse mesurée (Cox [COX 95]); —, vitesse mesurée moyennée suivant la verticale u_{COX} ; - - - : vitesse calculée u ; - · - · - ·, position de la surface libre. $x = 2.4$ m

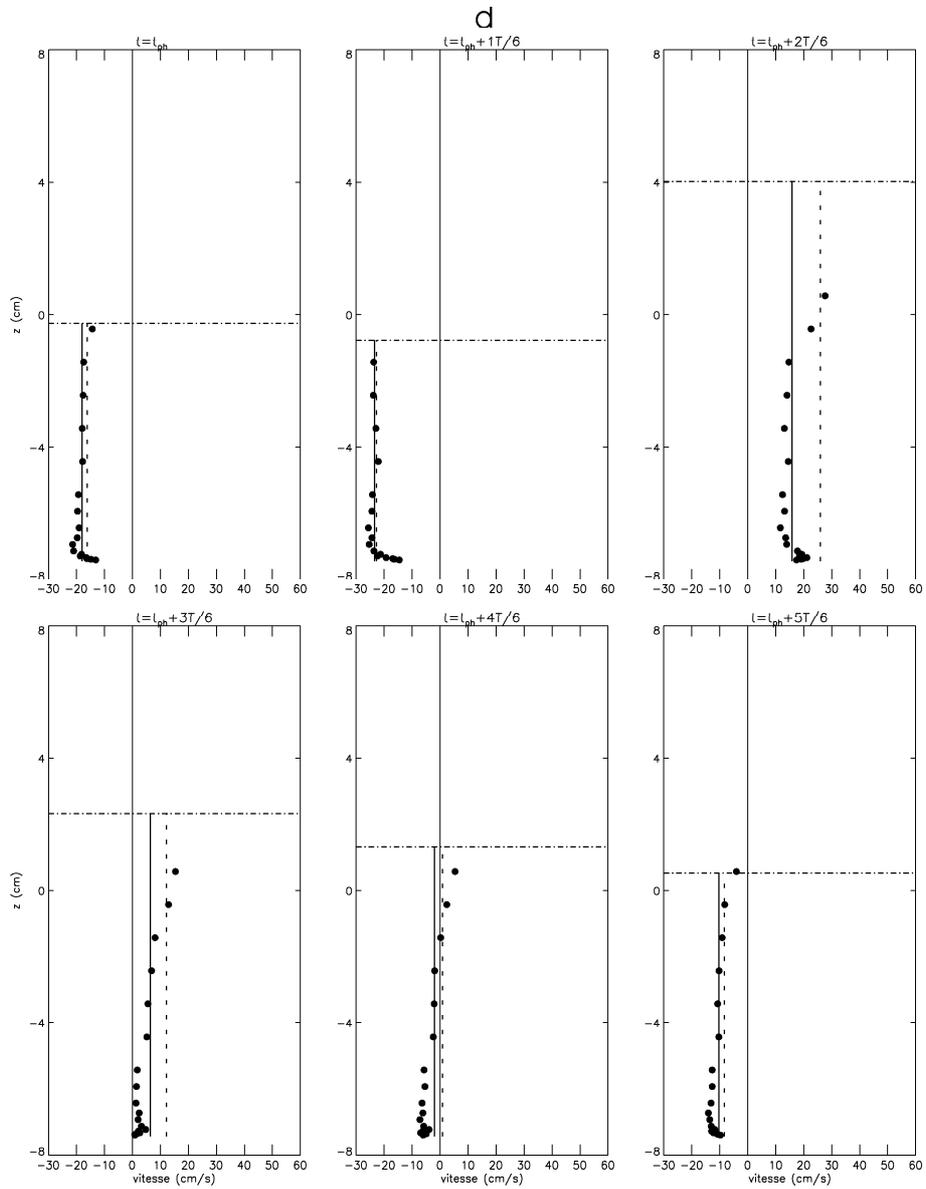


Figure 7. d Structure verticale du champ de vitesse dans la ZSI. ●, vitesse mesurée (Cox [COX 95]); —, vitesse mesurée moyennée suivant la verticale u_{COX} ; - - - : vitesse calculée u ; - · - · - , position de la surface libre. $x = 3.6$ m