



## **Application d'un modèle CFD pour analyser la structure verticale de l'écoulement dans un environnement vagues-courant**

**Maria João TELES<sup>1</sup>, Michel BENOIT<sup>2</sup>, António A. PIRES-SILVA<sup>1</sup>**

1. Instituto Superior Técnico, ULisboa, Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisbonne, Portugal.  
*mjteles@gmail.com ; aps@civil.ist.utl.pt*
2. Laboratoire d'Hydraulique Saint-Venant, Université Paris-Est (unité de recherche commune entre EDF R&D, CETMEF et l'École des Ponts ParisTech), 6 quai Watier, BP 49, 78401 Chatou Cedex, France.  
*michel.benoit@saint-venant-lab.fr*

### **Résumé :**

L'hydrodynamique de la circulation côtière résulte de la contribution d'une grande variété de phénomènes (courants de circulation à grande échelle, effets de marée, vagues, action du vent, etc.) qui ont des interactions physiques complexes et des échelles différentes. Parmi ces interactions, nous nous concentrons ici sur l'interaction entre les vagues et le courant, particulièrement lorsque le courant présente un cisaillement fort sur la colonne d'eau.

Dans le présent travail, l'évaluation et l'analyse des interactions vagues-courant est réalisée grâce à des simulations numériques fondées sur les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, RANS), appliquées à la modélisation de l'écoulement complet, à savoir vagues et courant simultanément (i.e. sans découpler les deux phénomènes). Le solveur CFD avancé *Code\_Saturne* (ARCHAMBEAU *et al.*, 2004) est employé à cette fin.

Les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales de UMEYAMA (2005). Quatre hauteurs et périodes différentes de vague sont examinées pour chaque cas : (i) vagues seules, (ii) vagues et courant dans le même sens et (iii) vagues s'opposant au courant. Une étude détaillée des changements induits par les interactions vagues-courant sur les profils verticaux de vitesses horizontales moyennes, de contraintes de Reynolds et de viscosité turbulente est présentée.

*Soumis le 10 septembre 2013, accepté le 16 octobre 2013, en ligne le 12 novembre 2013.*

*La seule version examinée est celle écrite en français. La ou les autres versions n'étant pas examinées par le comité de rédaction de la revue, sont donc publiées sous l'entière responsabilité du ou des auteurs.*

**A TRANSLATED VERSION IN ENGLISH IS AVAILABLE ONLINE**

Pour citer cet article :

TELES M.J., BENOIT M., PIRES-SILVA A.A. (2013). *Application d'un modèle CFD pour analyser la structure verticale de l'écoulement dans un environnement vagues-courant*. Revue Paralia, Vol. 6, pp 10.1–10.12.

DOI:10.5150/revue-paralia.2013.010

(disponible en ligne – <http://www.paralia.fr> – available online)

## 1. Introduction

La zone côtière présente un degré de complexité élevé dû au large éventail d'échelles, temporelles et spatiales, régissant des phénomènes physiques tels que courants de circulation à grande échelle, effets de marée, actions des vagues et du vent. La conception de structures de protection côtières et portuaires, l'évaluation du transport de sédiments et de l'érosion côtière, l'estimation de la puissance houlomotrice disponible sur un site donné ou l'impact d'une ferme de convertisseurs d'énergie des vagues sont des exemples d'applications qui peuvent tirer bénéfice des meilleures connaissances et des modélisations de ces phénomènes, et plus spécifiquement des effets d'interaction entre vagues et courant.

Le travail présenté ici est consacré à l'évaluation et à l'analyse des interactions vagues-courant à l'échelle locale, en se concentrant sur les profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne, des contraintes de Reynolds et de la viscosité turbulente. Un modèle numérique fondé sur les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, RANS) est utilisé pour modéliser le mouvement complet de l'écoulement, simultanément avec des vagues et un courant (i.e. sans découpler les deux phénomènes).

Les résultats numériques sont comparés aux données de laboratoire obtenues par UMEYAMA (2005). Des profils verticaux de vitesses horizontales moyennes et de contraintes de Reynolds ont été obtenus pour quatre conditions d'essai différentes : avec seulement du courant, avec seulement des vagues, avec vagues et courant dans le même sens, et avec vagues s'opposant au courant.

L'organisation de cet article est la suivante : après cette section d'introduction, les données expérimentales utilisées sont décrites dans la section 2. La section 3 présente le modèle numérique et ses adaptations. La section 4 discute les résultats de l'étude. Les conclusions sont récapitulées dans la section 5.

## 2. Données expérimentales

UMEYAMA (2005) a réalisé une série d'expériences dans un canal à houle de 25 m de long, 0,7 m de large et avec une profondeur d'eau de 0,2 m. Des vagues régulières ont été générées à l'aide d'un générateur de vagues de type « piston ». Quatre conditions de vague (hauteur et période) ont été considérées (repérées T1 à T4) dans trois configurations : (i) présence de vagues seulement, (ii) vagues se propageant dans le même sens que le courant, et (iii) vagues se propageant dans le sens opposé au courant. La vitesse horizontale moyenne du courant dans le canal était d'environ 12 cm/s, dans la direction des vagues ou dans la direction opposée. Pour chaque cas, les paramètres des vagues générées sont présentés dans le tableau 1. Les profils verticaux de vitesse moyenne et de contraintes de Reynolds ont été mesurés à l'aide d'un courantomètre laser Doppler (LDA) à une distance de 10,5 m du générateur de vagues.

Vu la gamme des hauteurs de vagues et la profondeur d'eau, la hauteur de vague relative est  $H/h \approx 0,1$ , de sorte que les expériences d'UMEYAMA (2005) correspondent à des vagues de non-linéarité intermédiaire. Avec  $kh \approx 0,1$ , ces expériences sont typiquement caractérisées par une profondeur d'eau intermédiaire.

*Tableau 1. Hauteur et période de vague pour chacun des quatre cas d'essai.*

<b>Tests</b>	<b>T1</b>	<b>T2</b>	<b>T3</b>	<b>T4</b>
<b>Hauteur de vague (m)</b>	0,0202	0,0251	0,0267	0,0280
<b>Période de vague (s)</b>	0,9	1,0	1,2	1,4

### 3. Modèle Code\_Saturne

Pour les simulations numériques, le code de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) *Code\_Saturne* (ARCHAMBEAU *et al.*, 2004), développé par Electricité de France Recherche et Développement (EDF R&D), a été employé. Les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (RANS) y sont écrites sous une forme conservative, puis intégrées sur des volumes de contrôle de chaque cellule du maillage tridimensionnel (3D).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \otimes u) = \text{div}(\sigma) + S_u \quad (2)$$

$\rho$  est la masse volumique du fluide,  $u$  le vecteur de vitesse du fluide,  $\sigma$  le tenseur des contraintes et  $S_u$  le vecteur des termes sources défini par l'utilisateur. Pour un écoulement turbulent, le tenseur  $\sigma$  inclut les contraintes de pression, les contraintes visqueuses  $\tau$ , et le tenseur des contraintes de Reynolds  $R_{ij}$ .

Afin de fermer le système d'équations (1) et (2), le tenseur des contraintes de Reynolds  $R_{ij}$  doit être modélisé et relié à l'écoulement moyen. *Code\_Saturne* dispose d'un certain nombre de modèles de fermeture turbulente pouvant être employés. Dans cette étude, un modèle aux contraintes de Reynolds (*Reynolds Stress Model* (RSM)) a été sélectionné, à savoir le modèle  $R_{ij}$ - $\varepsilon$  SSG (SPEZIALE *et al.*, 1991). Dans ce type de modèles, l'équation de transport des contraintes  $R_{ij}$  (3) prend en compte les effets directionnels des champs de contraintes de Reynolds, et en conséquence l'hypothèse de viscosité turbulente n'est pas utilisée. Le modèle compte également six équations de transport pour les six composantes indépendantes du tenseur de contraintes de Reynolds et une équation pour le taux de dissipation turbulente  $\varepsilon$ .

$$\rho \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u R_{ij} - \mu \text{grad} R_{ij}) = P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} + d_{ij} - \rho \varepsilon_{ij} \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \varepsilon - \mu \text{grad} \varepsilon) = d_\varepsilon + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} [P + G_\varepsilon] - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4)$$

$P_{ij}$  et  $G_{ij}$  sont les tenseurs de production de turbulence liés respectivement aux efforts de cisaillement et aux effets moyens de pesanteur,  $\Phi_{ij}$  est le terme de corrélation pression-déformation,  $d_{ij}$  et  $d_\varepsilon$  les termes de diffusion turbulente et  $\varepsilon_{ij}$  le terme de dissipation (considéré isotrope) (ARCHAMBEAU *et al.*, 2004).

*Code\_Saturne* peut modéliser des écoulements à surface libre en employant la méthode *Arbitrary Lagrangian Eulerian* (ALE) (ARCHAMBEAU *et al.*, 1999), ce qui permet une représentation précise des variations de la surface libre. Les équations RANS gagnent alors une nouvelle variable, qui est la vitesse verticale des mailles. À chaque pas de temps, le maillage de calcul est mis à jour.

Pour la génération du maillage, nous avons imposé un critère d'environ 20 cellules par longueur d'onde de vague de façon à obtenir une bonne représentation de la propagation des vagues. À proximité de la paroi mobile correspondant au générateur de vagues, la résolution du maillage ne doit pas être trop grande pour éviter le croisement des mailles et la divergence du calcul. Un maillage structuré et hexaédrique a été créé avec une résolution constante dans la direction  $x$  (120 cellules pour une longueur de 30 m, soit  $\Delta x \approx 0,25$  m) et une cellule dans la direction  $y$  (transversale). Dans la direction verticale  $z$ , une progression géométrique de la taille  $\Delta z$  de la maille variant de 0,002 m (près du fond) à 0,005 m (près de la surface libre), a été adoptée (figure 1).

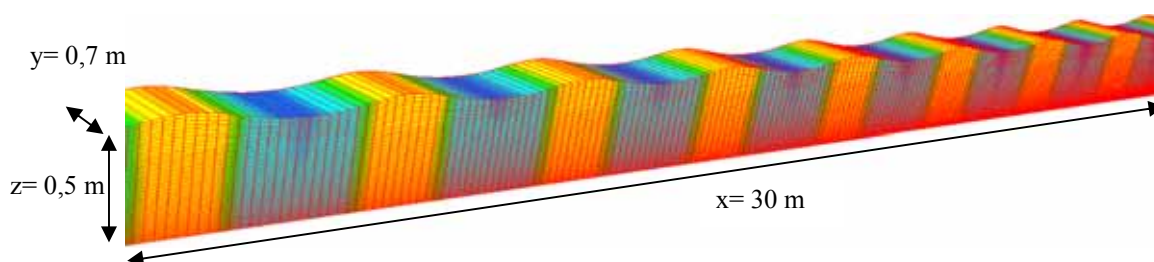


Figure 1. Représentation du domaine de simulation utilisé pour modéliser les expériences d'UMEYAMA (2005).

Pour la génération des vagues, une loi de déplacement au second ordre a été imposée au générateur de vague (DEAN & DALRYMPLE, 1991). La modélisation choisie consiste à imposer dans *Code\_Saturne* un mouvement horizontal des mailles sur la frontière amont. Le signal a dû être progressivement imposé à cette frontière pour éviter un mouvement horizontal soudain des mailles et causer un croisement des mailles. Les réflexions des vagues à l'extrémité aval du canal ont été amorties par une valeur de la viscosité augmentant linéairement du fond à la surface libre.

La solution numérique dépend fortement de l'imposition correcte des conditions aux limites. Une condition limite supplémentaire (5), proposée par CELIK & RODI (1984), a dû être ajoutée à celles définies par défaut dans *Code\_Saturne* à la surface libre pour la fermeture de la turbulence.

$$\varepsilon = \frac{k_w^{3/2}}{\alpha h} \quad (5)$$

$k_w$  est l'énergie cinétique turbulente à la surface libre,  $\alpha = 0,18$  une constante empirique et  $h$  la profondeur de l'eau. Dans le cas du modèle RSM, l'énergie turbulente  $k$  est calculée comme la demi trace du tenseur de Reynolds :  $k = \frac{1}{2}(R_{xx} + R_{yy} + R_{zz})$ .

Avec cette condition (5), la dissipation turbulente augmente et la viscosité turbulente diminue à l'approche de la surface libre. Ce comportement a été observé dans les expériences de NEZU & RODI (1986).

#### 4. Analyse des résultats

Comme indiqué dans la section 2, les expériences d'UMEYAMA (2005) ont été réalisées avec différentes amplitudes et périodes de vague. Il convient de noter que ces expériences n'incluent pas de situation de blocage des vagues par un courant contraire.

Les conditions du tableau 1 pour les quatre cas ont été simulées dans *Code\_Saturne*. Dans la suite, des comparaisons entre les résultats numériques et les données mesurées sont présentées pour le profil vertical de vitesse horizontale moyenne, le profil vertical de la contrainte  $R_{xz}$  du tenseur de Reynolds (figure 2) et les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente adimensionnelles (figure 3) dans le cas où l'on a seulement un courant (sans vagues). Les mêmes comparaisons ont été réalisées pour les essais T1 et T4, pour les vagues seules (figure 4), pour des vagues se propageant dans le sens du courant (figure 5) et pour des vagues s'opposant au courant (figure 6).

Considérons d'abord le cas présentant seulement un courant. On peut voir sur la figure 2 que les deux profils verticaux de vitesse horizontale moyenne (à gauche) et de la contrainte  $R_{xz}$  du tenseur de Reynolds (à droite) sont bien reproduits par *Code\_Saturne*. Les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente, toutes deux adimensionnelles, sont présentés dans le cas où l'on a seulement un courant (figure 3). Des formules semi-empiriques (NEZU & NAKAGAWA, 1993) ont été incluses pour calculer l'énergie cinétique turbulente (6) et la dissipation turbulente adimensionnelles (7) dans le cas où l'on a seulement un courant. De façon générale, la comparaison entre les simulations effectuées avec *Code\_Saturne* et les courbes semi-empiriques montre une bonne concordance sur la hauteur de la colonne d'eau.

$$\frac{k}{u_*^2} = 4.78e^{(-2z/h)} \quad (6)$$

$$\frac{\varepsilon h}{u_*^3} = 9.8 \left( \frac{z}{h} \right)^{-1/2} e^{(-3z/h)} \quad (7)$$

La figure 4 montre le profil vertical de la vitesse horizontale moyenne pour deux amplitudes et périodes de vague différentes dans le cas présentant seulement des vagues (sans courant). Le modèle numérique prédit relativement bien l'intensité de la vitesse

horizontale moyenne, bien que des différences soient visibles sur la forme du profil vertical de vitesse. Les valeurs négatives de vitesse indiquent qu'il y a un courant négatif résultant de la propagation des vagues. Ce courant compense le flux de masse dû aux vagues entre la crête et le creux.

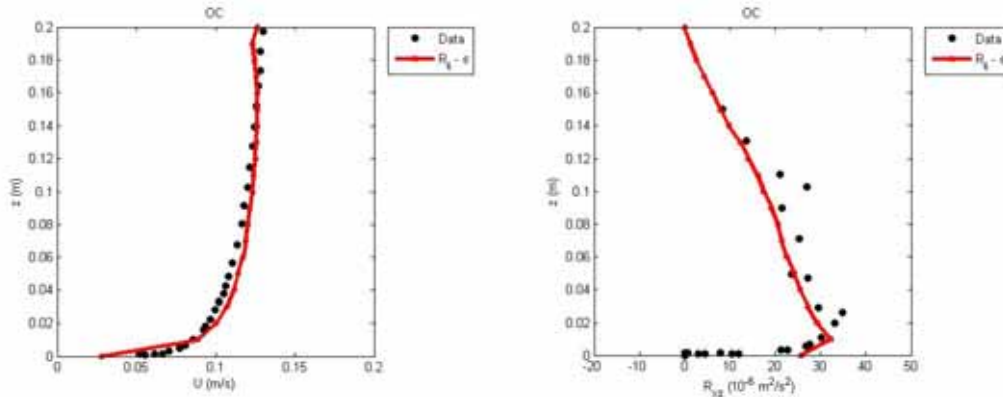


Figure 2. Profils verticaux de vitesse horizontale moyenne (à gauche) et de contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  (à droite) dans le cas présentant seulement un courant.

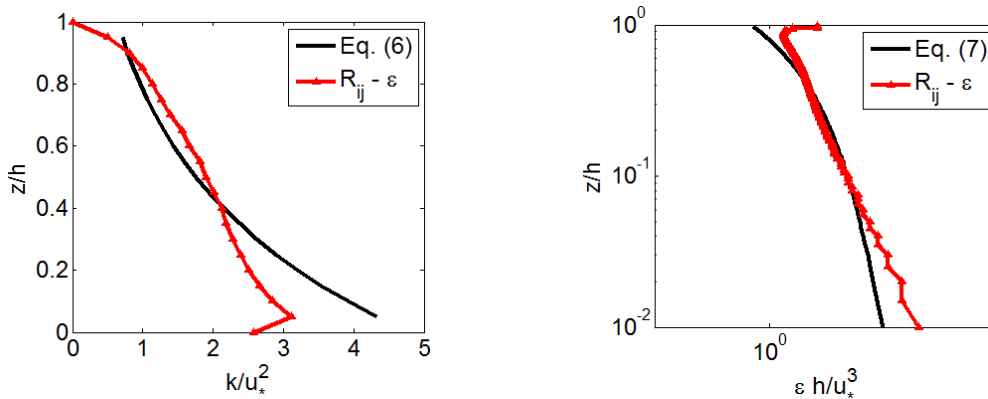


Figure 3. Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente adimensionnelle (à gauche) et de dissipation turbulente adimensionnelle (à droite) dans le cas présentant seulement un courant.

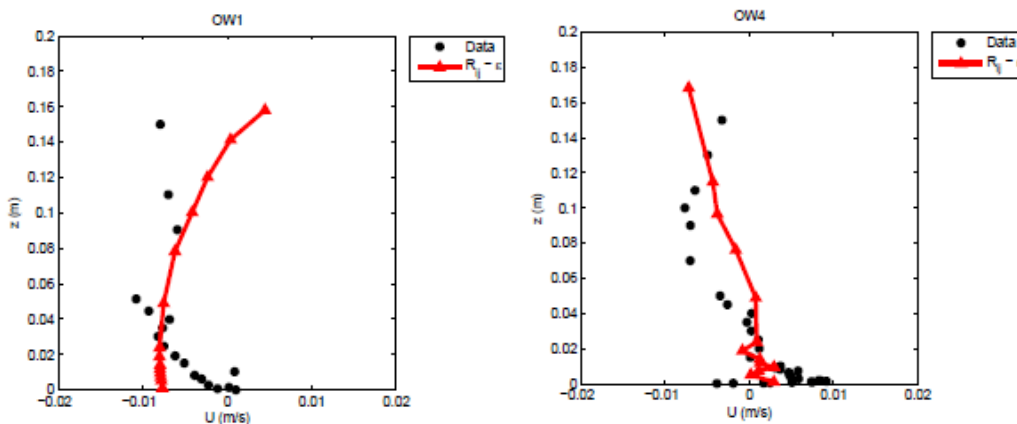


Figure 4. Profils de vitesse horizontale moyenne dans le cas présentant seulement des vagues : OW1 ( $H=0,0202$  m ;  $T=0,9$  s) et OW4 ( $H=0,0280$  m ;  $T=1,4$  s).

Les deux figures suivantes (figures 5 et 6) représentent le profil vertical de vitesse horizontale moyenne pour des vagues superposées à un courant turbulent. Pour des vagues se propageant dans le même sens que le courant (figure 5) et par rapport au cas présentant seulement un courant (sur les figures 5 à 9 : OC= *current only*, correspond aux tests avec un courant seul), on observe une augmentation de la vitesse près du fond et une réduction près de la surface libre. Ces deux effets sont bien reproduits par le modèle. Dans le cas des autres amplitudes et périodes de vagues, on observe un comportement semblable (TELES *et al.*, 2013).

Les contraintes de Reynolds induites par les vagues présentent une corrélation en moyenne de phase entre les vitesses horizontales et verticales. Comme souligné par OLABARRIETA *et al.* (2010), aux profondeurs intermédiaires, comme c'est le cas pour les expériences considérées ici, quand l'amplitude des vagues augmente, il en est de même pour cette corrélation, et une réduction plus forte de la vitesse horizontale moyenne devrait être observée. Cependant, à mesure que la période de vague augmente, la composante verticale du déplacement des particules diminue, entraînant une réduction de la contrainte de Reynolds  $R_{xz}$ .

Les effets de l'amplitude et de la période de vague agissent de façon opposée, et cela pourrait expliquer pourquoi la réduction des vitesses horizontales près de la surface libre pour des vagues se propageant dans le même sens que le courant ne varie pas beaucoup entre les différentes expériences.

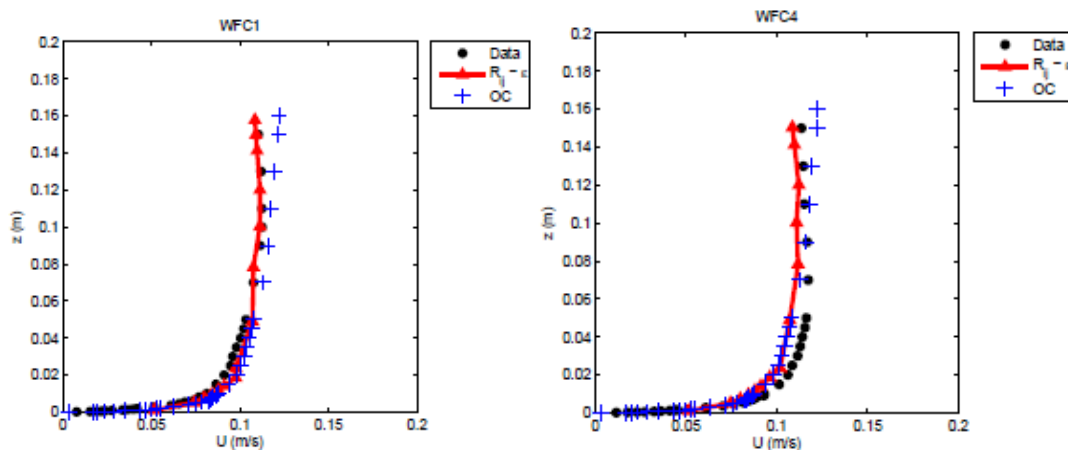


Figure 5. Profil de vitesse horizontale moyenne pour des vagues suivant le courant : WFC1 ( $H=0,0202$  m ;  $T=0,9$  s) et WFC4 ( $H=0,0280$  m ;  $T=1,4$  s).

Pour des vagues se propageant dans le sens opposé au courant (figure 6), le constat principal observé est l'augmentation de vitesse près de la surface libre. Ici aussi les simulations numériques suivent assez bien les données expérimentales, en particulier pour le cas le plus énergétique (WOC4).

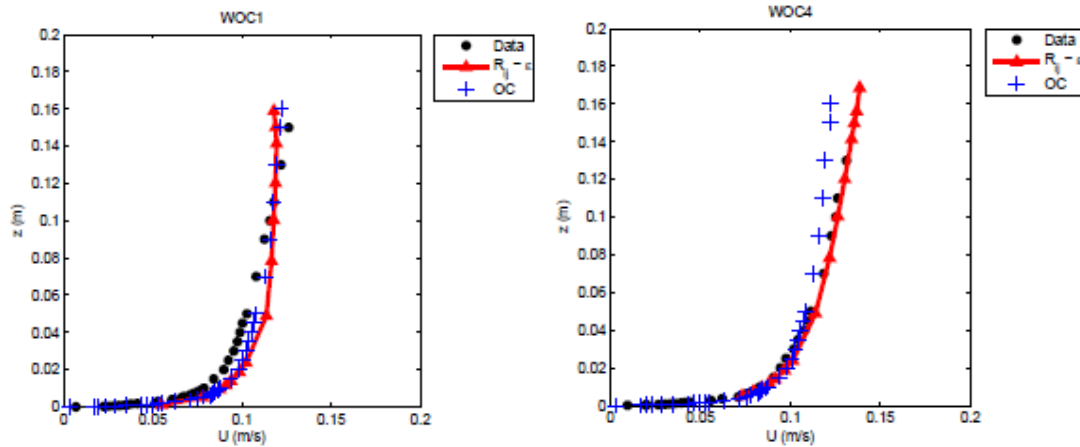


Figure 6. Profil de vitesse horizontale moyenne pour des vagues s'opposant au courant : WOC1 ( $H=0,0202$  m ;  $T=0,9$  s) et WOC4 ( $H=0,0280$  m ;  $T=1,4$  s).

Les figures 7 et 8 présentent le profil vertical de la contrainte de Reynolds  $R_{xz}$ . La valeur maximale de la contrainte est plus faible que dans le cas présentant seulement un courant, indépendamment de la direction relative des vagues par rapport au courant. La superposition des vagues provoque une diminution des contraintes de Reynolds non seulement près du fond, mais également dans toute la colonne d'eau. On observe également cette tendance générale dans les résultats numériques. Cependant, dans le cas WFC4 la contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  simulée près de la surface libre présente quelques différences par rapport aux mesures expérimentales. En particulier, le changement de signe des contraintes mesurées au niveau  $z = 0,06$  m n'apparaît pas dans les simulations numériques. Les différences observées peuvent être une conséquence du fait que l'effort de cisaillement dû à l'interface entre l'air et l'eau (DORE, 1978) sur la surface libre n'a pas été considéré.

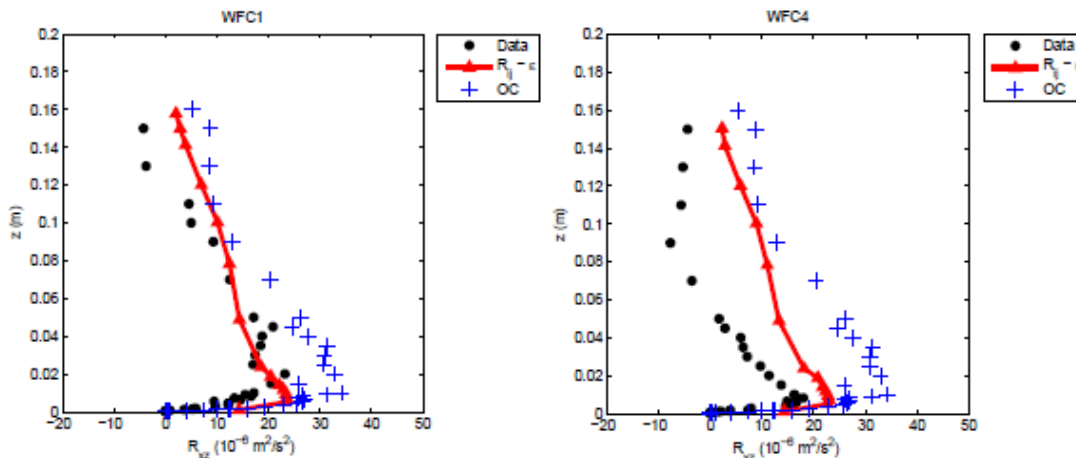


Figure 7. Profil vertical de contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  pour des vagues se propageant dans le sens du courant : WFC1 ( $H=0,0202$  m ;  $T=0,9$  s) et WFC4 ( $H=0,0280$  m ;  $T=1,4$  s).



Application d'un modèle CFD pour analyser la structure verticale de l'écoulement dans un environnement vagues-courant : 10.9

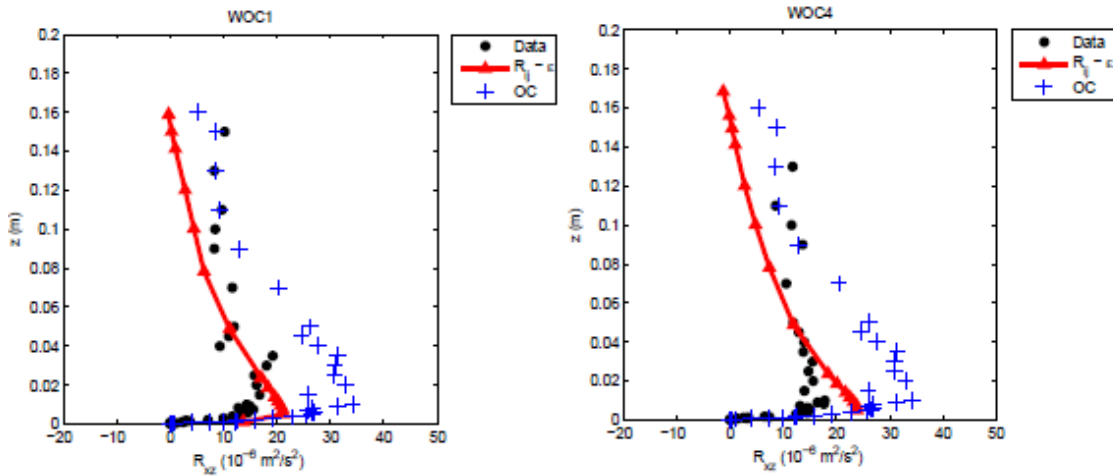


Figure 8. Profil vertical de contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  pour des vagues s'opposant au courant : WOC1 ( $H=0,0202$  m ;  $T=0,9$  s) et WOC4 ( $H=0,0280$  m ;  $T=1,4$  s).

De façon générale, la comparaison entre les simulations effectuées avec *Code\_Saturne* et les données d'UMEYAMA (2005) a montré une bonne concordance et on peut observer à l'échelle locale les détails des interactions entre les vagues et le courant.

Les expériences de NEZU & RODI (1986) permettent d'estimer le profil vertical de la viscosité turbulente dans le cas où l'on a un courant seul sans vagues. Les résultats obtenus par *Code\_Saturne* permettent de retrouver le même ordre de grandeur des valeurs adimensionnelles (figure 9). La viscosité turbulente est nulle au fond et à la surface libre. Ce comportement à la surface libre ne peut être observé que par l'application de la condition aux limites portant sur la dissipation turbulente (équation 5).

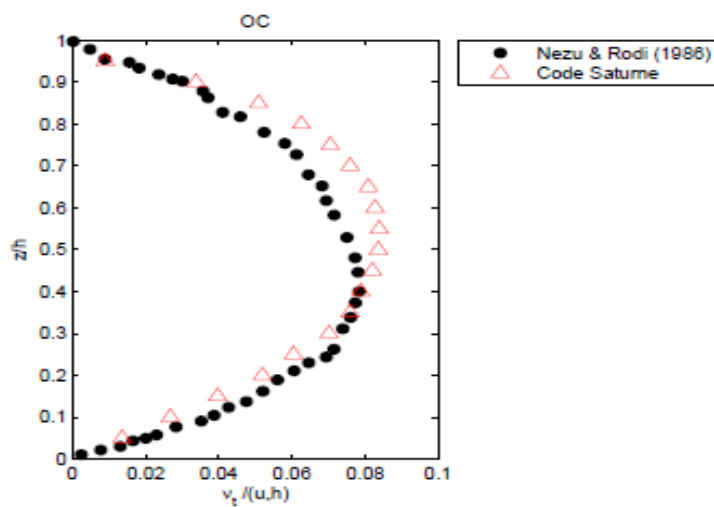


Figure 9. Comparaison entre les profils mesuré et calculé de viscosité turbulente pour un écoulement dans un canal avec un courant seul (sans vagues).

Cette analyse du profil turbulent de viscosité a été répétée avec les vagues superposées au courant pour différentes valeurs de l'amplitude et de la période des vagues comme dans UMEYAMA (2005). Les résultats des calculs sont présentés sur la figure 10, sur laquelle on peut observer que la forme générale du profil de viscosité turbulente est peu modifiée par rapport au cas où l'on a un courant seul sans vague. Il convient de noter que HUANG & MEI (2003) ont également considéré un profil parabolique et continu pour traiter les fonds lisses.

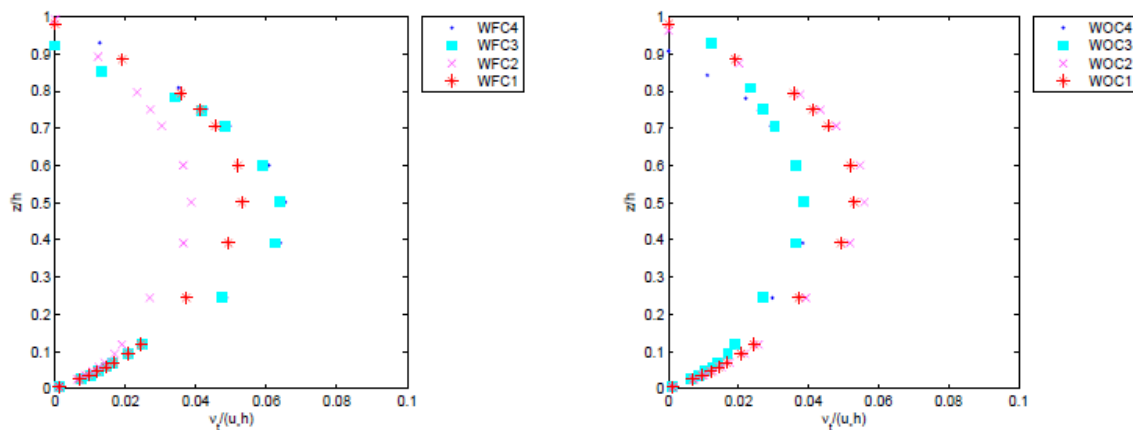


Figure 10. Profils verticaux de la viscosité turbulente adimensionnelle obtenue par Code\_Saturne en employant le modèle  $R_{ij}-\epsilon$  SSG pour des essais avec différentes amplitudes et périodes de vague pour des vagues dans le sens du courant (à gauche) et des vagues s'opposant au courant (à droite).

La similitude des profils verticaux de viscosité turbulente adimensionnelle observés dans chacun de ces cas peut être mise à profit pour proposer une paramétrisation simple de la viscosité turbulente dans de tels écoulements combinés vagues-courant. Une telle paramétrisation pourrait être employée comme donnée d'entrée dans des modèles numériques simplifiés. Pour obtenir cette paramétrisation de la viscosité turbulente sur la colonne d'eau, pour des écoulements présentant des vagues et des courants, une relation sans dimension entre la viscosité turbulente ( $\nu_t$ ), la gravité ( $g$ ), la vitesse du fluide ( $U$ ), la profondeur de l'eau ( $h$ ), la période de vague ( $T$ ), la longueur d'onde ( $L$ ) et la hauteur de vague ( $H$ ) a été testée. Après avoir considéré plusieurs dépendances possibles, nous avons constaté que la viscosité turbulente adimensionnelle  $\nu_t/(gUT^2)$  en fonction de la distance relative au fond ( $z/h$ ) semble diminuer approximativement linéairement avec le nombre d'Ursell ( $HL^2/h^3$ ), comme illustré sur la figure 11, où les diverses variables représentées correspondent aux simulations faites avec Code\_Saturne. On insiste cependant sur le fait que cette proposition de paramétrisation de la viscosité turbulente doit être validée sur un ensemble de données plus étendu.

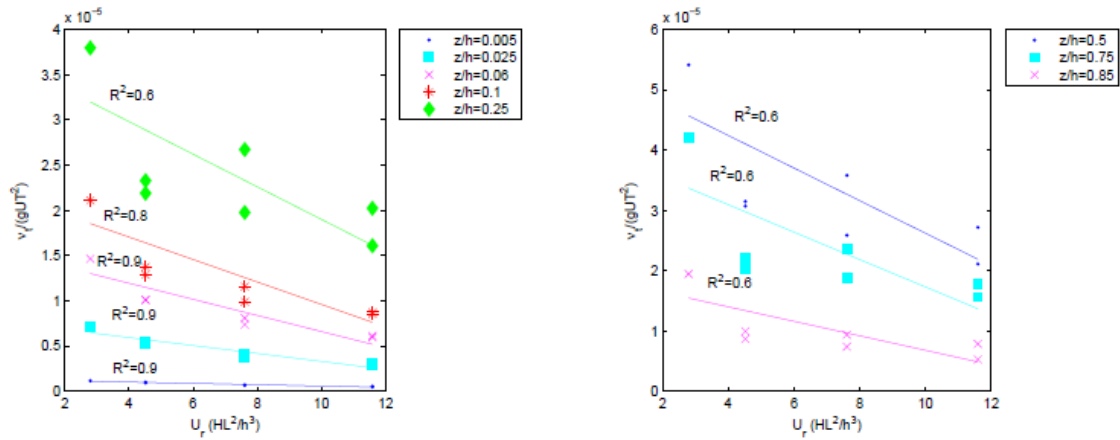


Figure 11. Variation de la viscosité turbulente adimensionnelle  $v_t/(gUT^2)$  pour chaque valeur de  $z/h$  en fonction du nombre d'Ursell,  $U_r = HL^2/h^3$ .

Les relations obtenues et représentées sur les courbes de la figure 11 peuvent être employées pour déduire une relation entre la viscosité turbulente adimensionnelle et la distance relative au fond.

$$\frac{v_t}{gUT^2}\left(\frac{z}{h}\right) = \left[1 \times 10^{-5} U_r - 2 \times 10^{-4}\right] \left(\frac{z}{h}\right)^2 + \left[-1 \times 10^{-5} U_r + 2 \times 10^{-4}\right] \left(\frac{z}{h}\right) + \left[1 \times 10^{-7} U_r + 2 \times 10^{-6}\right] \quad (8)$$

## 5. Conclusions

Les capacités de *Code\_Saturne* ont été vérifiées pour des écoulements à surface libre dans un environnement vagues-courant combinés. Les données des expériences d'UMEYAMA (2005) ont été utilisées pour évaluer l'adéquation et les performances du modèle. Différents cas étaient disponibles : seulement un courant, seulement des vagues, des vagues se propageant dans le sens du courant et des vagues s'opposant au courant. La modification du profil vertical de vitesse horizontale moyenne en fonction du sens de propagation des vagues par rapport au courant est bien reproduite. Quand les vagues se propagent dans la même direction que le courant, les expériences et résultats numériques montrent une réduction significative des vitesses moyennes près de la surface libre, alors que quand les vagues se propagent dans le sens opposé au courant, le cisaillement du profil de vitesse horizontale moyenne augmente.

Les changements de profil de contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  pour les conditions de vagues-courant combinés ont également été explorés. On peut conclure qu'indépendamment de la direction des vagues (dans le sens du courant, ou dans le sens opposé), la contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  au fond change. La superposition des vagues est à l'origine d'une réduction des contraintes turbulentes non seulement près du fond, mais également dans toute la colonne d'eau.

Enfin, l'expression de la dissipation turbulente à la surface libre, proposée par CELIK & RODI (1984), imposée dans les simulations a montré qu'elle était essentielle pour

reproduire correctement les profils verticaux de la contrainte de Reynolds  $R_{xz}$  et de la viscosité turbulente.

Etant donné que le modèle de fermeture de turbulence  $R_{ij}-\varepsilon$  offre le grand avantage de résoudre numériquement la dissipation turbulente et les contraintes de Reynolds, nous avons également tenté de proposer une paramétrisation du profil de la viscosité turbulente sur la profondeur de l'eau en fonction du nombre d'Ursell.

## 6. Références

ARCHAMBEAU F., GUIMET V., BASTIN G. (1999), *Application du prototype de module ALE du Solveur Commun à des cas de surface libre*, Technical report EDF HE-41/99/054/A, EDF Research and Development, Chatou, France.

ARCHAMBEAU F., MECHITOUA N., SAKIZ M. (2004). *Code\_Saturne: a finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows - Industrial applications*. International Journal on Finite Volumes, Vol. 1(1), pp 1-62.

CELIK I., RODI W. (1984). *Simulation of free surface effects in turbulent channel flows*. Physicochemical Hydrodynamics, Vol. 5, pp 217-227.

DEAN R.G., DALRYMPLE R.A. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Singapore, World Scientific Press. doi:10.1142/9789812385512

DORE B.D. (1978). *Some effects of the air-water interface on gravity waves*. Geophysics Astrophysics Fluid Dynamics, Vol. 10, pp 215-230.

NEZU I., RODI W. (1986). *Open channel flow measurements with a laser Doppler anemometer*. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 112 (5), pp 335-355. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1986)112:5(335)

NEZU I., NAKAGAWA H. (1993). *Turbulence in open-channel flows*, A.A. Balkema, Rotterdam. CRC Press.

OLABARRIETA M., MEDINA R., CASTANEDO S. (2010). *Effects of wave-current interaction on the current profile*. Coastal Engineering, Vol. 57 (7), pp 643-655. doi:10.1016/j.coastaleng.2010.02.003

SPEZIALE C.G., SARKAR S., GATSKI T.B. (1991). *Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 227, pp 245-272. doi:10.1017/S0022112091000101

TELES M.J., PIRES-SILVA A.A., BENOIT M. (2013). *Numerical modelling of waves and current interactions at a local scale*, Ocean Modelling, Vol. 68, pp 72-87. doi:10.1016/j.ocemod.2013.04.006

UMEYAMA M. (2005). *Reynolds stresses and velocity distributions in a wave-current coexisting environment*. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 131 (5), pp 203–212. doi:10.1061/(ASCE)0733-950X(2005)131:5(203)