



MODELISATION NUMERIQUE DE LA COUCHE LIMITE TURBULENTE OSCILLATOIRE EN ZONE COTIERE

S. Huynh Thanh ; A. Temperville

Institut de Mécanique de Grenoble
BP 53X - 38041 Grenoble Cedex, France

ABSTRACT

The turbulent boundary-layer flow over flat rough beds due to a wave or a combined wave-current interaction is studied by using a simplified numerical second-order turbulence model. The model results are compared with many sets of experimental data. Good predictions for ensemble-averaged velocities and favourable predictions for turbulence quantities are obtained. Variations of kinematic and dynamic characteristics of boundary-layer flow with wave, current and bed roughness parameters are determined. The model is also modified to simulate the oscillatory turbulent flow over rippled beds. The mean velocity field and the distribution of time-averaged turbulence quantities are calculated and verified through comparison with experimental results. The validity and the limitation of the model are discussed.

INTRODUCTION

La zone littorale est constituée de la région située entre l'océan et le continent. Elle fait l'objet de nombreux et importants échanges (énergétiques et de matériaux) avec l'atmosphère, le fond et le continent (par l'intermédiaire des cours d'eau). Le mouvement des masses d'eau est à l'origine de ces différents échanges. Leur dynamique relativement complexe a commencé à être étudié depuis déjà bien des années. On peut distinguer :

- les courants dus à la marée et aux vents
- les houles qui sont des écoulements oscillatoires de courtes périodes

Rappelons de plus que généralement ces différents écoulements interagissent entre eux et que le fluide est souvent stratifié en température et en salinité.

Les échanges avec le fond gouvernent la dynamique sédimentaire. Il est nécessaire de connaître correctement l'écoulement potentiel dans les couches supérieures afin de pouvoir aborder l'étude précise de la structure de la couche limite turbulente près du fond et de calculer la contrainte de cisaillement au niveau de l'interface eau-sédiment. C'est la valeur de cette contrainte qui va permettre de quantifier les échanges avec le fond (érosion ou dépôt) en fonction

SESSION 1

de la nature des matériaux (cohésifs ou non). Il s'agit d'une étape importante pour calculer les profils de concentration et le transport total.

Pour la modélisation des courants de marée, il existe de bons modèles numériques 2D qui sont capables de reproduire correctement les vitesses instantanées intégrées sur la verticale et la circulation résiduelle. Dans le cas d'un écoulement stratifié, le modèle 3D est nécessaire.

L'introduction de la houle dans les modèles littoraux a été longtemps négligée ou faite à partir de la théorie des houles linéaires régulières (houles de Stokes). Actuellement les études s'orientent vers des modèles plus sophistiqués prenant en compte les effets non-linéaires, la réfraction, la diffraction (modèles Boussinesq, Serre, Berkhoff).

On supposera connu par la suite dans la zone potentielle de l'écoulement les composantes horizontales des vitesses de la houle et du courant, interactions incluses. Ces données nous serviront comme conditions à la limite supérieure pour l'étude de la couche limite turbulente oscillatoire près du fond que nous abordons maintenant.

Selon la force exercée par l'écoulement moteur (houle, courant ou interaction houle-courant), le fond peut être plat ou ridé. Dans la première partie, nous présenterons donc la modélisation numérique de la couche limite sur un fond plat et hydrauliquement rugueux (c'est le cas le plus fréquent et le plus important en réalité). La deuxième partie concernera la couche limite sur un fond présentant des rides. Sans introduire dans cet article le détail de la formulation du modèle numérique que l'on peut trouver ailleurs (Huynh Thanh et Temperville, 1989, 1990 a, b, c; Huynh Thanh, 1990), seulement des résultats numériques seront présentés en comparaison avec les résultats des expériences et des autres modèles.

COUCHE LIMITE SUR UN FOND PLAT

Le schéma du problème physique est présenté sur la figure 1. Sans perdre la généralité du problème, nous supposons que le courant est dirigé suivant la direction x et la houle se propage suivant la direction qui fait un angle ϕ_h avec le courant. Le fond est fixé au niveau $z_0 = k_N/30$, k_N étant la rugosité équivalente de Nikuradse. Nous considérons ici seulement le cas où les deux composantes horizontales de vitesses U et V sont mesurées au niveau Z_{c0} (par une station de mesure en mer) et que, par simplicité, U et V sont exprimées sous la forme :

$$(1) \quad U = U_c + U_h \cos \phi_h ; \quad V = U_h \sin \phi_h$$

où U_c et U_h sont respectivement la vitesse du courant et de la houle avec :

$$(2) \quad U_h = \hat{U}_h \sin \frac{2\pi}{T} t$$

Le modèle numérique que nous utilisons est un modèle de fermeture turbulente du second ordre simplifié à partir du modèle originel de Lewellen (1977). Il comprend deux équations de quantité de mouvement linéarisées pour les composantes horizontales de vitesses u et v dans la couche limite. La fermeture turbulente est effectuée au niveau de deux équations supplémentaires (Sheng et Villaret, 1989), l'une pour l'énergie cinétique de la turbulence K et l'autre pour l'échelle de longueur L (notons que la définition de L est différente de la longueur de mélange l de Prandtl). Le système d'équations est établi avec l'hypothèse de la couche mince et de l'équilibre local de la turbulence. La résolution numérique du modèle est faite en utilisant la méthode de volumes de contrôle finis (Patankar, 1980).

- Pour la houle seule ($U_c = 0$, $\phi_h = 0$), les résultats du modèle sont comparés avec les résultats expérimentaux de Jonsson (1963), de Sumer et al. (1986) et de Sleath (1987).

Sur la figure 2, on peut constater le bon accord entre les profils de vitesses obtenus avec le présent modèle et ceux mesurés par Sleath (test n° 3, $\hat{U}_h = 68,6$ cm/s, $T = 4,54$ s) aux différentes phases, sauf aux points de mesure les plus bas. La contrainte de cisaillement calculée coïncide bien avec celle trouvée par voie expérimentale (fig. 3). Les figures 4a,b montrent que le modèle surestime la vitesse fluctuante horizontale $\sqrt{u'^2}$ et verticale $\sqrt{w'^2}$, du fond ($z_0 = /30 = 0,011$ cm) jusqu'au niveau $z = k_N$.

A travers les comparaisons effectuées, nous constatons que les résultats numériques sont différents des résultats expérimentaux d'une part aux instants de renverse de la houle et d'autre part aux niveaux inférieurs à $(1+2)k_N$ au voisinage du fond. Cette différence peut être expliquée par le fait que l'hypothèse de l'équilibre local de la turbulence, qui est raisonnable pour un écoulement permanent stationnaire aux grands nombres de Reynolds, n'est pas tout-à-fait vérifiée pour un écoulement oscillatoire, surtout aux instants où la vitesse de la houle devient faible.

La figure 5 présente la variation du coefficient de frottement $f_h = 2\hat{\tau}/\rho\hat{U}_h^2$ en fonction du rapport \hat{a}_h/k_N ($\hat{\tau}$ est la contrainte maximale et $\hat{a}_h = \hat{U}_h T/2\pi$ l'amplitude orbitale de la houle). La comparaison avec les autres

courbes expérimentales et théoriques montrent que la courbe du présent modèle est plus proche de celle mesurée par Kamphuis (1975) que des autres, surtout dans l'intervalle $30 \leq \hat{a}_h/k_N \leq 500$.

- Pour l'interaction houle-courant, nous avons comparé les résultats du modèle avec les résultats de mesure de Van Doorn (1981) pour le cas colinéaire ($\Phi_h = 0$) et de Sleath (1990) pour le cas perpendiculaire ($\Phi_h = 90^\circ$).

La figure 6 montre la bonne coïncidence entre le calcul présent et la mesure de Van Doorn (test V20RA, $U_c = 20,2$ cm/s, $\hat{U}_h = 24,3$ cm/s, $T = 2$ s, $k_N = 2,3$ cm) pour les profils de vitesses aux différentes phases. Le bon accord se trouve aussi pour les profils de vitesses moyennes (fig. 7).

Néanmoins, pour les tests de Sleath, le modèle surestime les vitesses moyennes dans la zone inférieure de la couche limite (fig. 8). L'explication possible de cette différence est que la turbulence générée par l'écoulement dans l'expérience de Sleath n'était pas en régime complètement développé comme exigé par notre modèle.

Plusieurs expériences numériques ont été effectuées pour une gamme des paramètres de la houle, du courant, du fond et de l'angle d'interaction. La figure 9 présente les profils de vitesses dans la couche limite aux quatre phases particulières pour $\Phi_h = 45^\circ$, $U_c = \hat{U}_h = 100$ cm/s, $T = 4$ s, $k_N = 1$ cm. On peut constater le changement de direction de ces profils suivant la verticale. Ce changement est nécessaire pour ré-établir l'équilibre hydrodynamique de l'écoulement lorsque la houle est superposée au courant. Sur la figure 10 est montrée l'influence de Φ_h sur le module de la vitesse moyenne : le cas colinéaire donne l'interaction la plus importante.

La comparaison avec les autres modèles analytiques et numériques (tableau 1) montre que dans tous les cas, le modèle de Bijker (1967) donne les valeurs de $\bar{\tau}/\rho$ (contrainte de cisaillement moyenne) et $\hat{\tau}/\rho$ (contrainte de cisaillement maximale) les plus grandes. Lorsque le courant est dominant (U_c ou $\bar{U}_c \geq \hat{U}_h$, \bar{U}_c étant la vitesse du courant moyennée sur la verticale), le présent modèle donne les mêmes valeurs de $\bar{\tau}/\rho$ et $\hat{\tau}/\rho$ que celui de Davies et al. (et de Fredsoe pour). En revanche, dans le cas où la houle est dominante (U_c ou $\bar{U}_c < \hat{U}_h$), les résultats de notre modèle sont plus proches de ceux de Grant et Madsen (1979) que des autres.

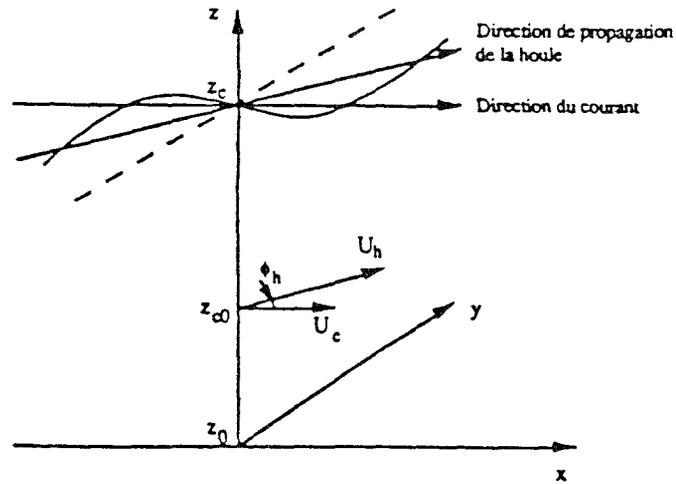


fig 1 : schéma du problème physique (fond plat)

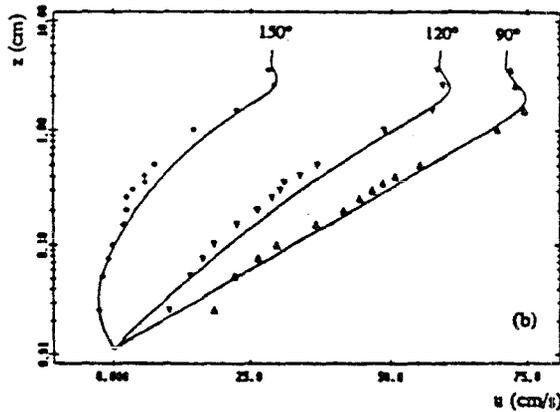


Fig. 2 Profils de vitesses aux différentes phases.
Symboles : Sleath (1987) ; — : présent modèle

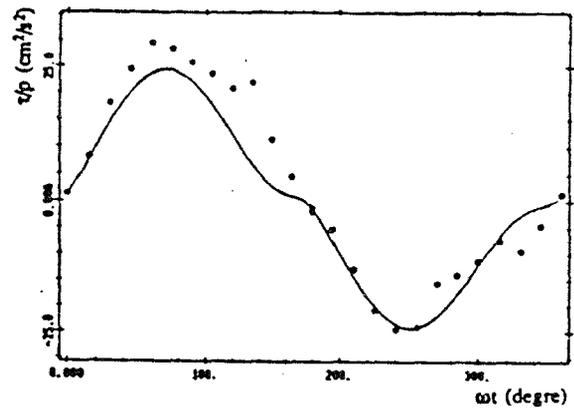


Fig. 3 Variation temporelle de la contrainte de cisaillement.

● : Sleath (1987); — : présent modèle

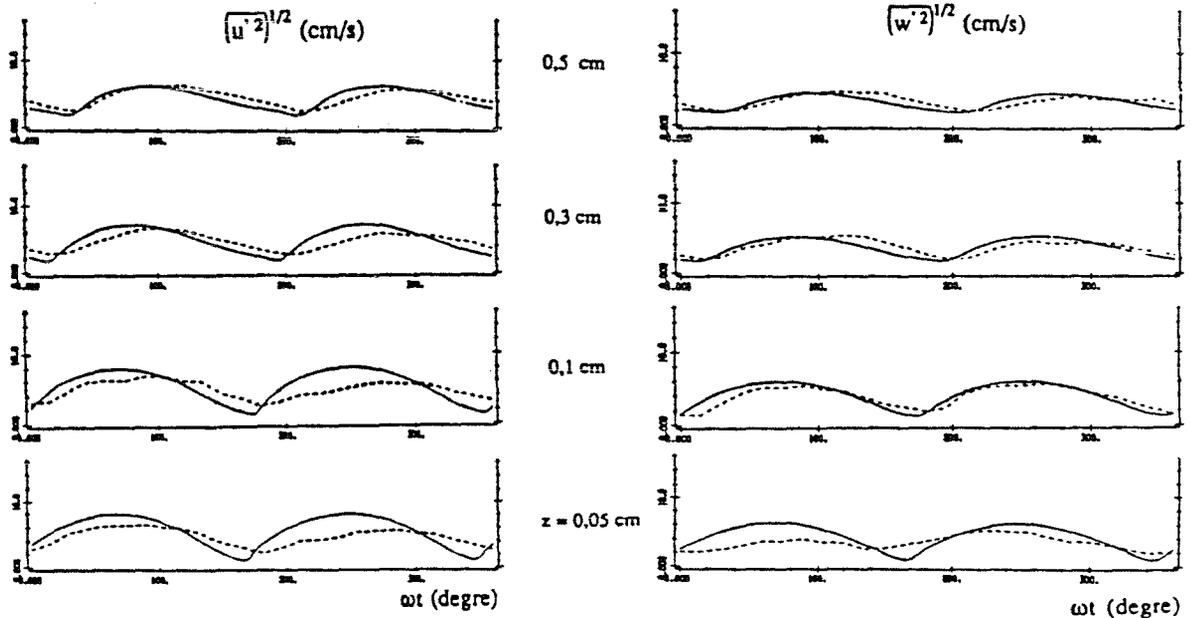


Fig. 4 Variation temporelle des vitesses fluctuantes aux différents niveaux.

--- : Sleath (1987); — : présent modèle

(a) pour $\sqrt{u'^2}$; (b) pour $\sqrt{w'^2}$

SESSION 1

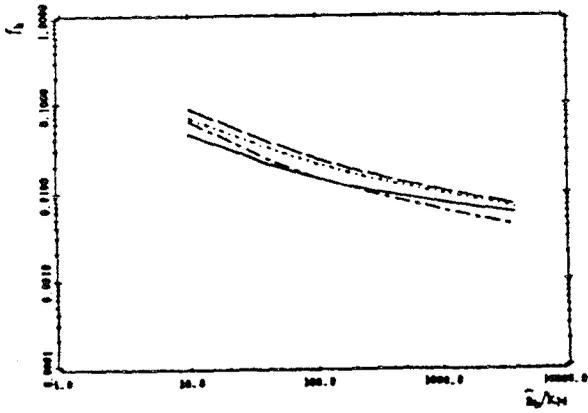


Fig. 5 Coefficient de frottement f_h .
 - - - : Kajiura; - . - : Jonsson;
 - - - : Kamphuis; — : Présent modèle

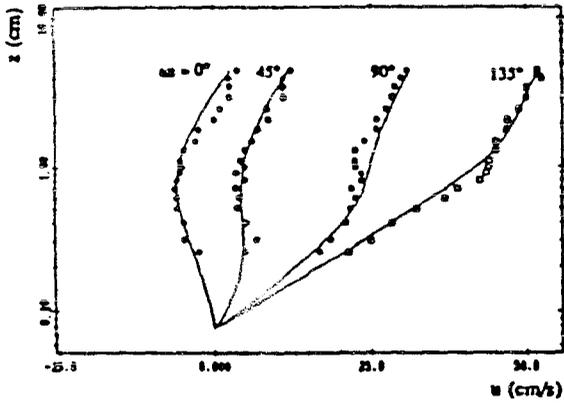


Fig. 6 Profils de vitesses aux différentes phases ($\phi_h = 0$).
 Symboles : Van Doorn (1981). Test V20RA
 — : présent modèle

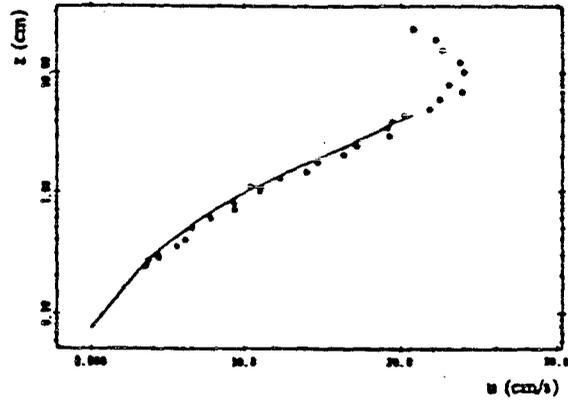


Fig. 7 Profil de vitesses moyennes ($\phi_h = 0$).
 ● : Van Doorn (1981). Test V20RA
 — : présent modèle

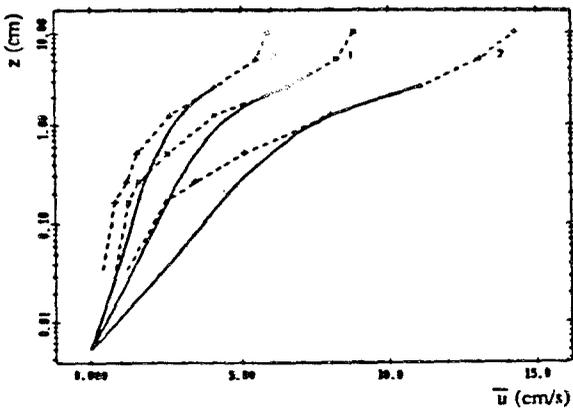


Fig. 8 Profils de vitesses moyennes ($\phi_h = 90^\circ$).
 x - x : Sleath (1990)
 — : présent modèle

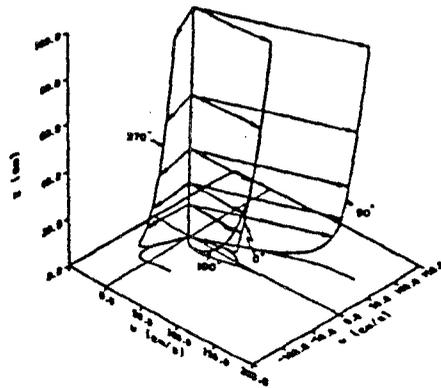


Fig. 9 Profils de vitesses aux différentes phases ($\phi_h = 45^\circ$) obtenus avec le présent modèle.

Tableau 1 *Comparaison entre les différents modèles.

| Parameters | | | | | |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|
| \bar{U}_c (cm/s) | 79.5 | 67.2 | 61.2 | 73.4 | 78.4 |
| U_c (cm/s) | 63. | 50. | 42. | 56. | 61.5 |
| \bar{U}_h (cm/s) | 50. | 100. | 150. | 100. | 100. |
| ϕ_h° | 0 | 0 | 0 | 45 | 90 |
| Mean bed shear stress $\bar{\tau} / \rho$ (cm ² /s ²) | | | | | |
| Bijker | 59.1 | 97.0 | 130.9 | 84.7 | 61.7 |
| Grant-Madsen | 46.7 | 47.3 | 46.0 | 54.8 | 57.3 |
| Fredsoe | 32.5 | 33.6 | 36.0 | — | 36.0 |
| Davies et al. | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 | 33.8 |
| Present model | 32.0 | 48.0 | 60.0 | 50.0 | 51.0 |
| Maximum bed shear stress $\hat{\tau} / \rho$ (cm ² /s ²) | | | | | |
| Bijker | 193.7 | 491.2 | 729.6 | 522.7 | 345.9 |
| Grant-Madsen | 176.9 | 377.5 | 632.6 | 362.9 | 317.6 |
| Fredsoe | 105.3 | 227.4 | 368.6 | — | 174.2 |
| Davies et al. | 130.3 | 279.6 | 488.5 | 269.6 | 241.6 |
| Present model | 135.4 | 367.0 | 649.5 | 360.6 | 332.3 |

* Ce tableau a été établi par Dyer et Soulsby (1988) sauf les lignes pour le présent modèle.

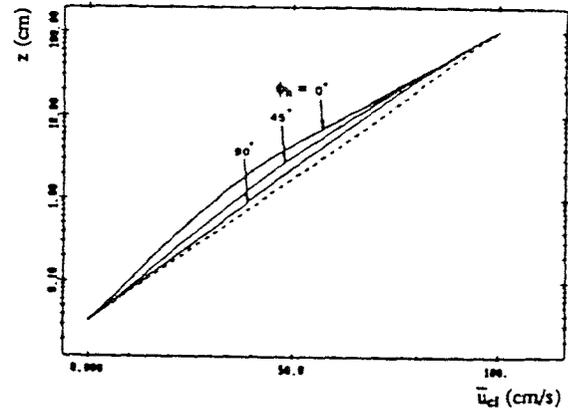


Fig. 10 Variation verticale du module de la vitesse moyenne pour différentes angles d'interaction ϕ_h .

COUCHE LIMITE SUR UN FOND RIDE

Lorsque la force exercée par l'écoulement est très faible ou insuffisamment forte, les rides apparaissent sur le fond. Nous nous limitons à étudier les rides de vortex bidimensionnelles. Le schéma du problème physique est illustré sur la figure 11. Des mesures en laboratoires et *in situ* ont montré que la longueur d'onde de la houle L_h est beaucoup plus grande que L_r , ce qui nous permet de réduire le domaine de calcul : nous ne considérons le problème que sur une longueur d'onde de la ride L_r .

Le système d'équations à résoudre en coordonnées curvilignes orthogonales comprend quatre équations pour Ψ (fonction de courant), ξ (vorticité), K et L dans lesquelles tous les termes d'inertie, qui ont été négligés pour le cas d'un fond plat, sont conservés. La discrétisation des équations est faite en utilisant les schémas implicites aux différences finies. L'équation de Poisson pour Ψ est résolue par la méthode de réduction cyclique en bloc (Roache, 1976) qui permet de diminuer considérablement le temps de calcul par rapport à la méthode de Gauss-Seidel classique. Les autres équations sont résolues par la méthode A.D.I. (double balayage).

Le modèle est testé en comparaison avec les résultats expérimentaux de Du Toit et Sleath (1981), de Sato et al. (1984, 1987) pour les rides symétriques et asymétriques.

Sur la figure 12, on peut constater le bon accord en amplitude entre la vitesse horizontale u calculée avec le modèle et mesurée par Du Toit et Sleath au niveau $z = 1,65$ cm au-dessus de la crête d'une ride symétrique ($h_r = 2,9$ cm, $L_r = 17,2$ cm; $\hat{U}_h = 14,3$ cm/s, $T = 5,4$ s) de même pour la vitesse fluctuante horizontale. Cependant, il y a une différence de l'ordre de 20° en phase entre le calcul et la mesure. La bonne coïncidence en amplitude est montrée plus clairement sur la figure 13a pour la variation verticale de la vitesse horizontale maximale \hat{u} , tandis que la figure 13b donne la différence de phase entre les pics calculés et mesurés.

La formation du vortex à la phase 54° au bord droit est trouvée sur la figure 14a concernant l'expérience de Sato et al. (1987) pour une ride asymétrique ($h_r = 2$ cm, $L_r = 12$ cm; houle de Stokes d'ordre 3 dont la vitesse maximale = 40 cm/s, $T = 4$ s). La figure 14b présente la comparaison entre le calcul et la mesure pour l'énergie K . Nous constatons que la circulation de l'écoulement et l'énergie K trouvées par le modèle sont moins fortes que celles mesurées.

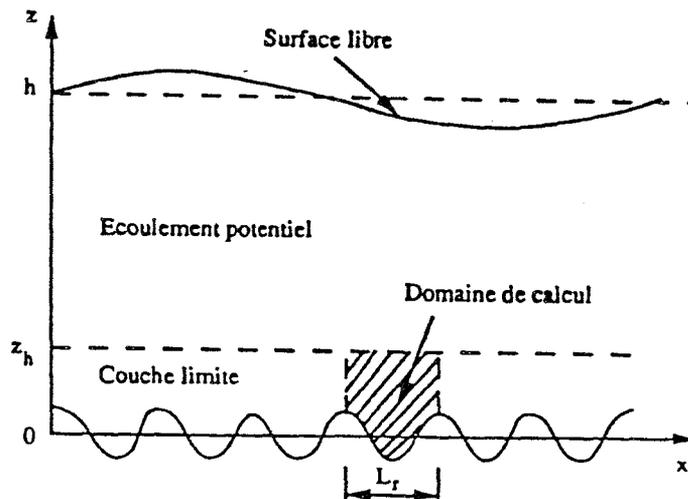


fig. 11 : schéma du problème physique (fong ridé)

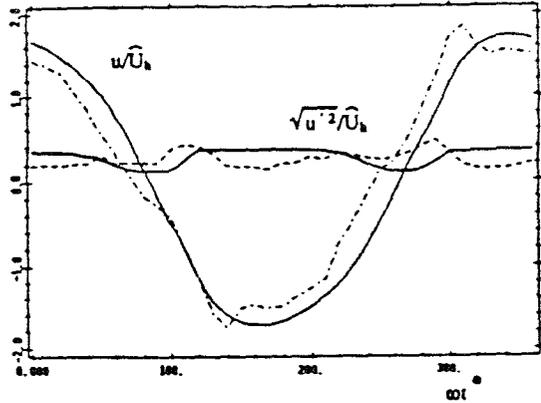


Fig. 12 Variation temporelle de u et de $\sqrt{u'^2}$ au niveau $z = 1,65$ cm au-dessus de la crête.

Du Toit et Sleath (1981) : — u ; - - - : $\sqrt{u'^2}$
Présent modèle : —

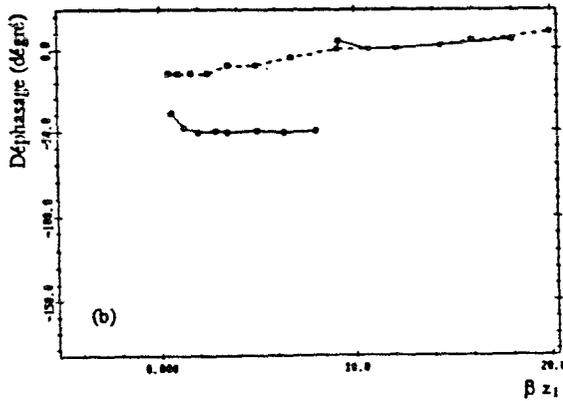
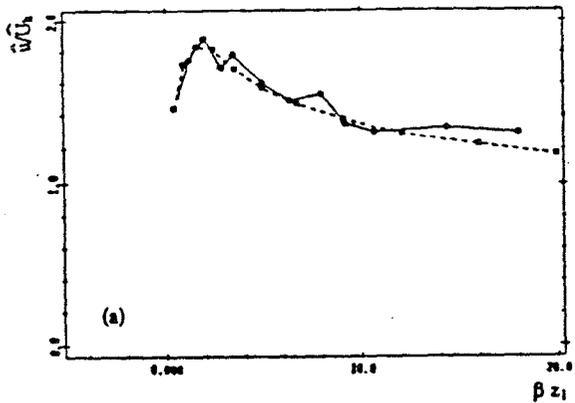


Fig. 13 Variation verticale (a) de l'amplitude, (b) du déphasage de u au-dessus de la crête
- - - : Du Toit et Sleath (1981)
— : présent modèle

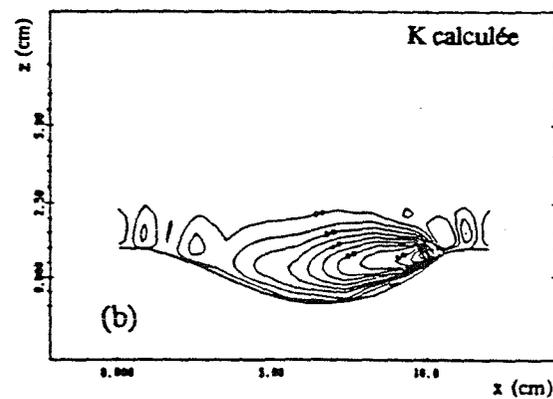
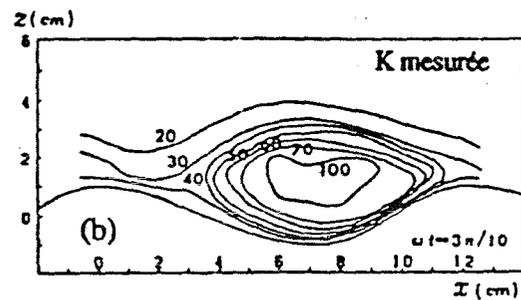
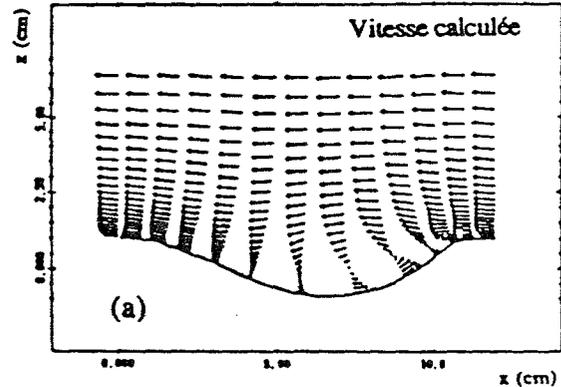
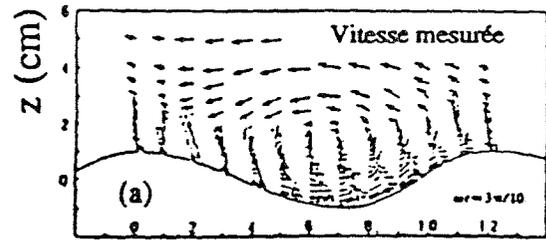


Fig. 14 Comparaison entre les résultats du présent modèle et les résultats de la mesure de Sato et al. (1987) à la phase 54° .

(a) pour la vitesse

(b) pour l'énergie cinétique turbulente K

CONCLUSION

La couche limite turbulente oscillatoire sur un fond rugueux plat ou ridé a été étudiée grâce à diverses versions d'un modèle de fermeture turbulente établi pour des écoulements aux grands nombres de Reynolds. Il ressort de plusieurs comparaisons avec les résultats expérimentaux, avec les autres modèles, et de nombreuses expériences numériques effectuées quelques remarques suivantes :

- Le présent modèle est capable de bien reproduire les champs moyens (vitesse, contrainte de cisaillement) et de donner des résultats satisfaisants pour les champs turbulents (vitesse fluctuante, énergie cinétique de la turbulence).

- Dans le cas de l'interaction houle-courant oblique, le modèle nécessitera encore des vérifications expérimentales.

- La comparaison avec les autres modèles analytiques et numériques montrent que le présent modèle semble valable pour une gamme plus large du rapport des vitesses du courant et de la houle.

La limitation du modèle est liée à l'hypothèse de l'équilibre local de la turbulence qui, pour avoir des résultats plus précis, exigera des améliorations convenables non seulement pour les grands nombres de Reynolds mais aussi pour les nombres de Reynolds modérés.

En parallèle à des études d'amélioration, nous appliquerons le modèle à la prédiction de certains paramètres importants de la couche limite de fond en conjonction avec l'exploitation des mesures en mer (projet GDR Manche).

REFERENCES

- Bijker E. W. (1967). *Delft Hydraul. Lab. Rep.* 50.
- Davies A. G., Soulsby R. L. et King H. L. (1988). *J. Geophys. Res.*, 93 (C1), pp. 491-508.
- Du Toit C. G. et Sleath J. F. A. (1981). *J. Fluid Mech.*, 112, pp. 71 - 96.
- Dyer K. R. et Soulsby R. L. (1988). *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 20, pp. 295-324.
- Fredsoe J. (1984). *Inst. Hydrodyn. Hydraul. Eng. Tech. Univ. Denmark.* Series paper 35.
- Grant W. D. et Madsen O. S. (1979). *J. Geophys. Res.*, 84 (C4), pp. 1797-1808.
- Huynh Thanh S. et Temperville A. (1989). *Proc. 23th Cong. IAHR*, Ottawa, Canada, pp. A247-A254.

- Huynh Thanh S. et Temperville A. (1990a). *Euromech* 262, Wallingford, England.
- Huynh Thanh S. et Temperville A. (1990b). *Proc. 22nd Conf. Coastal Eng.*, Delft, The Netherlands.
- Huynh Thanh S. et Temperville A. (1990c). *1st Eurocoast*, Marseille, France.
- Huynh Thanh S. (1990). *Etude numérique de la couche limite turbulente oscillatoire générée par l'interaction houle-courant en zone côtière*. Thèse de Doctorat de l'I.N.P. Grenoble.
- Jonsson I. G. (1963). *Proc. 10th Congr. IAHR*, pp. 85 - 92.
- Kajiura K. (1968). *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 46, pp. 75 - 123.
- Kamphuis J. W. (1975). *J. Waterw., Harbors Coastal Eng. Div.*, 101 (WW 2), pp. 135 - 144.
- Lewellen W. S. (1977). *In Handbook of turbulence*, Plenum Publishing Corp., Vol. 1, pp. 237- 280.
- Patankar S. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flows*. McGraw Hill Book Co..
- Roache P. J. (1976). *Computational fluid dynamics*. Eds. Hermosa Publishers.
- Sato S., Mimura N. et Watanabe A. (1984) : *Proc. 19th Conf. Coastal Eng.*, pp. 2293 - 2309.
- Sato S., Shimosako K. et Watanabe A. (1987). *Coastal Eng. Jpn.*, 30, pp. 89-98.
- Sheng Y. P. et Villaret C. (1989). *J. Geophys. Res.*, 94 (C10), pp. 14,429-14,444.
- Sleath J. F. A. (1987). *J. Fluid Mech.*, 182, pp. 369 - 409.
- Sleath J. F. A. (1990). *Proc. 22th Conf. Coastal Eng.*, Delft, The Netherlands.
- Sumer B. M., Jensen B. L. et Fredsoe J. (1986). *In Advances in Turbulences*, pp. 556-567.
- Van Doorn Th. (1981). *Delft Hydraul. Lab. Rep. M1423*. Part 1.