



Interactions entre les accélérations convectives et la turbulence dans une couche limite générée par la houle

Michel BÉLORGEY¹, Martin SANCHEZ²

1. Association POSEIDOM, GIS Hydraulique et Développement Durable
25 rue des Favorites 75015 Paris. belorgey@orange.fr
2. Université de Nantes, Faculté des Sciences et Techniques, UMR-6112 du CNRS,
44322 Nantes cedex 3, France. martin.sanchez@univ-nantes.fr

Résumé :

Le champ d'action du Génie Côtier est pluridisciplinaire. De ce fait, il exploite les résultats de disciplines plus spécifiques. Parmi celles-ci figure la mécanique de la turbulence. Or le développement trop récent d'une instrumentation non intrusive adaptée à l'étude du champ des vitesses instantanées dans la houle n'a pas encore permis d'introduire correctement la notion de turbulence dans les études en laboratoire relatives au Génie Côtier. En effet, les conditions de similitude de Froude pour la houle et Reynolds pour la turbulence sont incompatibles !

Nous présentons ici (et comparons) deux manières différentes d'aborder et d'introduire la turbulence dans les études de la couche limite générée par la houle sur les fonds marins et son influence sur la formulation de la contrainte de frottement et le transport sédimentaire. Et nous proposons une approche différente.

Most-clés : Turbulence, Accélération convective, Ecoulement moyen, Reynolds.

1. Introduction

Dans les domaines d'études liées à la houle, les résultats associés à la mécanique de la turbulence sont trop souvent exploités de façon globale à partir d'expériences réalisées en écoulement permanent, ou issus de modélisations basées sur des hypothèses qui ne correspondent pas obligatoirement au domaine d'étude. (Ex. le frottement turbulent). Par ailleurs, une des raisons particulières, pour les études en laboratoire sur modèles réduits, est l'impossibilité de respecter simultanément les conditions de similitude de Froude pour la houle et Reynolds pour la turbulence.

Si dans certains cas, ces résultats sont transposables, ou paraissent suffisants pour quantifier certains processus avec l'aide de coefficients, il n'en est pas de même pour comprendre la réalité des phénomènes physiques, et les exploiter au mieux dans des applications concrètes.

Pour bien comprendre la situation des scientifiques et leurs perspectives d'avenir dans le domaine de la turbulence, il faut situer cette position face à l'historique l'étude de la turbulence. C'est vers la fin du 19^e siècle que les scientifiques portèrent leur attention sur la turbulence : Reynolds en 1885 et Boussinesq en 1887.

<https://dx.doi.org/10.5150/cmcm.2017.041>

Leur approche, basée sur l'observation de la diffusion dite turbulente était restrictive (écoulement permanent) et ne pouvait s'appliquer à toutes les catégories d'écoulements (écoulements alternés). De ces observations, il a été déduit une certaine modélisation basée sur l'analogie avec certaines grandeurs physiques (diffusion moléculaire dans la théorie cinétique des gaz, viscosité turbulente dans les écoulements). Mais ces descriptions présentent la turbulence comme une caractéristique du fluide, et non comme une caractéristique de l'écoulement.

Initialement, la majorité des études expérimentales concernait les écoulements permanents au voisinage de parois imperméables et non érodables (analyse des couches limites en aérodynamique). Les premières études concernaient la théorie de petites perturbations de Tollmien-Schlichting (1960) qui permettait de définir les conditions d'instabilité d'ondulations dans une couche limite bidimensionnelle de Blasius préalablement laminaire, en fonction d'un nombre de Reynolds \mathcal{R}_δ^* construit avec l'épaisseur de déplacement de la couche limite δ^* .

Mais une telle formulation ne permet pas de comprendre l'influence de la turbulence sur le transport sédimentaire et les phénomènes d'érosion.

2. Formulation classique dans le cas d'une couche limite générée par la houle

Une telle approche de la turbulence, associée à des modélisations de la houle a permis de formuler une expression de la contrainte de frottement générée par la houle sur les fonds marins.

Une houle monochromatique de hauteur H se propageant suivant la direction Ox est une onde de surface progressive qui peut être décrite par l'expression du niveau de la surface libre η suivante :

$$\eta = \eta_{moy} + \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t + \varepsilon)$$

où η_{moy} est le niveau moyen de la surface du liquide, $\omega=2\pi/T$ la pulsation, T la période des oscillations, $k=2\pi/L$ le nombre d'onde, L la longueur d'onde, et ε la phase initiale de η . Dans le cas de la propagation d'une houle sinusoïdale sur un fond horizontal les vitesses et les pressions au sein du fluide sont déterminées au premier ordre d'approximation par la solution linéaire de Stokes qui néglige l'effet des contraintes tangentielles sur l'écoulement. Selon cette solution, l'écoulement est irrotationnel et les vitesses dérivent d'un potentiel. En accord avec la solution de Stokes les particules liquides près du fond suivent un mouvement exclusivement horizontal. Ainsi, la vitesse V_o près du fond est donnée par :

$$V_o = \frac{g k H}{2 \omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t + \varepsilon)$$

La validité de la solution de Stokes est admise dans tout le domaine fluide à l'exception d'une fine couche limite cisailée près du fond où l'effet de la viscosité dynamique μ sur l'écoulement ne peut pas être négligé. En un point fixe l'écoulement est régi par :

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}(v_x - V_o) = \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad , \text{avec: } V_o = V_{o \max} \cos(\omega t)$$

Les conditions de frontière du problème sont : $v_x=0$, pour $y=0$ et pour tout t ; $v_x=V_{o \max} \cos(\omega t)$, pour $y \rightarrow \infty$. La solution pour la vitesse v_x s'écrit :

$$v_x(y, t) = V_{o \max} [\cos(\omega t) - \exp(-y / \delta^P) \cos(\omega t - y / \delta^P)] \quad , \text{avec: } \delta^P = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

où δ^P est une longueur caractéristique de l'épaisseur de la couche limite cisailée. La figure 3 illustre plusieurs profils de vitesse dans la couche limite cisailée. On constate que l'épaisseur de la couche limite est assez mal définie. On constate aussi que l'inversion des vitesses au voisinage du fond précède celle observée au-dessus de la couche limite cisailée. Ceci peut paraître paradoxal, raison pour laquelle on doit rappeler que cet écoulement est induit directement par la variation de la pression près du fond, laquelle est liée la propagation d'une onde gravitationnelle de surface. A chaque niveau y la contrainte tangentielle τ_{yx} varie avec t comme suit :

$$\tau_{yx}(y, t) = \tau_{p \max} \exp(-y / \delta^P) \cos(\omega t - y / \delta^P + \pi / 4) \quad , \text{avec: } \tau_{p \max} = \frac{\sqrt{2} \mu V_{o \max}}{\delta^P}$$

et la contrainte tangentielle à la paroi est :

$$\tau_p(t) = \tau_{p \max} \cos(\omega t + \pi / 4)$$

La phase de $\tau_p(t)$ est en avance sur celle de $V_o(t)$ d'une valeur $\pi/4$. Les valeurs de $\tau_{p \max}$ et de $V_{o \max}$ ne sont donc pas observées au même instant, cependant, pour les applications pratiques, l'équation analytique suivante reliant ces deux variables est d'utilité :

$$\tau_{p \max} = c_\omega \rho \frac{V_{o \max}^2}{2} \quad , \text{avec: } c_\omega = \frac{2,000}{\mathcal{R}_a^{0,50}}$$

où le nombre de Reynolds \mathcal{R}_a est construit avec $V_{o \max}$ et avec $a=V_{o \max}/\omega$ qui est la longueur totale parcourue par les particules fluides proches du fond.

Il faut noter que la transition entre le régime laminaire et turbulent correspond à une valeur de \mathcal{R}_a de l'ordre de 4×10^5 . Dans certains cas quand $\mathcal{R}_a > \sim 4 \times 10^5$ au cours d'un cycle de houle, l'écoulement peut alterner entre laminaire et turbulent par périodes et par endroits.

Dès que l'écoulement dans la couche limite cisailée devient turbulent, on constate que le déphasage entre les signaux $\tau_p(t)$ et $V_o(t)$ tend à devenir nul. Aucune solution exacte n'est connue à ce jour pour la vitesse v_x dans ce cas. Cependant, des expressions empiriques permettent une évaluation précise de $\tau_{p \max}$. Si le fond est hydrauliquement lisse, l'expression suivante s'applique pour $\mathcal{R}_a > 4 \times 10^5$:

$$\tau_{p \max} = c_\omega \rho \frac{V_{o \max}^2}{2} \quad , \text{avec: } c_\omega = \frac{0,035}{\mathcal{R}_a^{0,16}}$$

Mais cette expression n'est qu'un modèle qui cache la réalité physique du phénomène.

3. Analyse plus spécifique de l'écoulement turbulent

On sait avec certitude qu'un écoulement d'un fluide newtonien et incompressible est régi par l'équation vectorielle de Navier-Stokes. A nos jours, aucune solution analytique de celle-ci n'est connue dès que l'écoulement devient turbulent. La turbulence est un phénomène aléatoire du point de vue mathématique. Le mouvement turbulent peut être décrit à travers des grandeurs statistiques. Ainsi, selon la décomposition de Reynolds, les vitesses instantanées u_i (i, j, k , pour les 3 composantes) s'écrivent comme la somme d'une valeur moyenne plus une valeur fluctuante :

$$\mathbf{u}_i = \overline{\mathbf{u}_i} + \mathbf{u}'_i$$

Pour un écoulement 2D, en exploitant la décomposition de Reynolds pour chaque composante de la vitesse (i, j) nous obtenons l'équation suivante :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho X_i$$

Mais quelle est l'interprétation du terme "produit de turbulence" ($\rho \overline{u'_i u'_j}$) ? La réponse nécessitait des mesures expérimentales sur modèles physiques. Or, ce n'est qu'en 1954 que KLEBANOFF (1954) présenta l'analyse des mesures de turbulence faites au fil chaud, dans une couche limite turbulente.

L'instrument était trouvé, l'analyse du champ turbulent d'un écoulement pouvait être réalisée. On pouvait donc essayer de caractériser la turbulence autrement qu'à l'aide des grandeurs moyennes. C'est ce que l'on cherche à faire actuellement.

Cependant avec le fil chaud (sonde matérielle) il n'était pas possible d'étudier un écoulement turbulent alterné, la perturbation revenant sur l'instrument de mesure. Ce n'est qu'avec l'apparition de la vélocimétrie laser (période 1968-1970) que le problème put être résolu et encore, l'application aux écoulements alternés ne remonte qu'aux environs de 1975-1980 (FULACHIER et BEGUIER ont montré à cette époque que dans certains écoulements il existait ce qu'ils ont appelé des zones de "production négative de turbulence") et les premiers résultats de turbulence dans la houle furent présentés par BÉLORGEY et coll. (1984-1989) où il fut montré que dans une couche limite générée par la houle sur les fonds marins, il existait des zones de "production négative" de turbulence pour certaines phases de la houle (voir figures 1 et 2).

Les études poursuivies par BÉLORGEY et MURZYN (2001) ont montré que sous l'action combinée de la houle et du courant, la houle modulait les échelles de turbulence comme suit (voir figure 3) :

- En phase d'accélération (accélération de même signe que la vitesse), la dimension des échelles de turbulence diminue.
- En phase de décélération (accélération de signe contraire à celui de la vitesse) la dimension des échelles de turbulence augmente.

Ainsi, au regard des équations de Navier Stokes les termes associés aux produits de turbulence ($\rho \overline{u'_i u'_j}$) peuvent se placer dans l'équation suivante soit en [A] soit en [B] :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [A] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - [B] \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho X_i$$

Ainsi, ces termes peuvent ainsi s'interpréter de deux manières différentes :

- Placé en [A] il est une quantité de mouvement et peut se recombinaison avec les quantités de mouvement de l'écoulement moyen.
- Placé en [B] il est considéré comme une contrainte de frottement (proposition de Boussinesq 1887) ce qui a conduit à une interprétation de viscosité turbulente μ_T :

$$\mu_T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -(\rho \overline{u_i' u_j'})$$

Cette recombinaison entre l'écoulement moyen et la production de turbulence se retrouve aussi dans le cas d'un ressaut hydraulique comme l'ont montré MURZYN et CHANSON (2009).

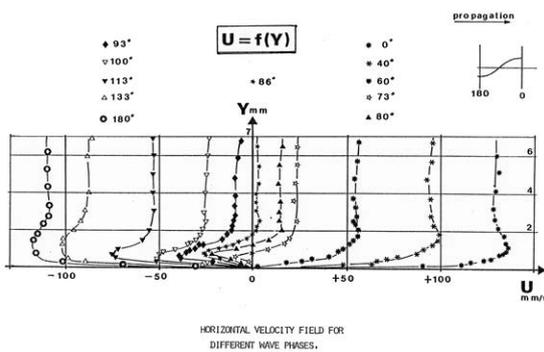


Figure 1. Champ des vitesses horizontales pour différentes phases de la houle.

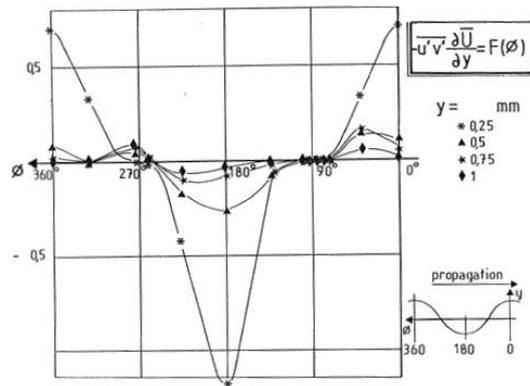


Figure 2. Évolution de la production de turbulence en fonction de la phase.

Conditions expérimentales : Etude en canal à courant et houle de mêmes directions, de 16,5 m de long, 0,50 m de large et 0,35 m de profondeur. Vitesse débitante du courant=0.25 m/s. La turbulence est produite par le passage de l'eau à travers une grille à maille carrée placée à l'entrée du canal. La taille de la maille de la grille est $M=0,033$ m et la largeur des barreaux est $db=0,006$ m. Le paramètre L_f représente une échelle intégrale de la turbulence calculée par :

$$L_f = \int_0^{\infty} R(r) dr$$

Où $R(r)$ est le coefficient de corrélation spatiale qui varie en fonction de la phase de la houle.

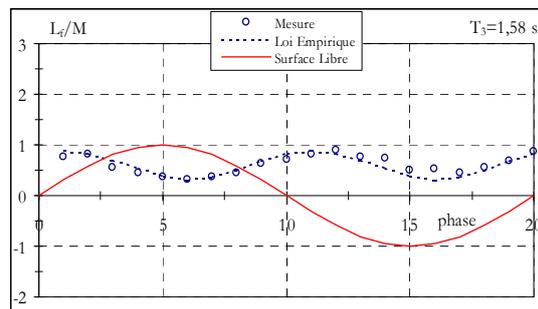


Figure 3. Echelle intégrale de la turbulence L_f en fonction de la phase de la houle pour $T=1,58$ s et $H=0,055$ m (BÉLORGEY & MURZYN, 2001)

4. Conclusion

Si la notion de viscosité turbulente est adaptable aux écoulements permanents sur fonds imperméables, il n'en est pas de même pour la modélisation et le calcul de la contrainte

de frottement générée par la houle sur les fonds marins surtout s'ils sont sédimentaires et donc érodables. Et ceci pour les raisons suivantes :

- La contrainte de frottement évolue en fonction de la phase de la houle.
- Les termes "produits de turbulence" se recombinent avec l'écoulement moyen ce qui conduit à une évolution des échelles de turbulence en fonction de la phase de la houle, ce qui influence le transport des sédiments en fonction du rapport entre la taille des sédiments et le diamètre des tourbillons des échelles de turbulence.
- C'est ainsi que, dans certains cas, la houle opère un tri entre les particules sédimentaires. Ceci est un autre sujet d'étude.

5. Références bibliographiques

BÉLORGEY M., LE BAS J. (1984). *Mesure par vélocimétrie Doppler laser de la vitesse instantanée des particules fluides dans la houle produite en laboratoire*. La Houille Blanche, n°5, pp 363-368.

BÉLORGEY M., LE BAS J. (1987). *Contribution to the experimental study of phenomena of transport in a turbulent oscillatory boundary layer*. Euromech 215, Genes (Italie), 15-19 septembre.

BÉLORGEY M., LE BAS J. (1987). *Contribution to the experimental study of phenomena of transport in a turbulent oscillatory boundary layer*. Third International ASME Symposium on Laser Anemometry, Boston, décembre.

BÉLORGEY M., LE BAS J., GRANDJEAN A. (1989). *Application of laser Doppler velocimetry to the study of turbulence generated by swell in the vicinity of walls or obstacles*. Coastal Engineering, Vol. 13, pp 183-203.

BÉLORGEY M., MURZYN F. (2001). *Influence of the wave on the turbulent scales*. Wave Phenomena III congrès, Edmonton, Canada, June.

LE BAS J., BÉLORGEY M. (1986). *Analyse du champ des vitesses dans la couche limite générée par une onde progressive*. CRAS, t.303, série II n°5.

LE BAS J., BÉLORGEY M. (1987). *Etude de la production de turbulence dans une couche limite générée par un onde progressive*. CRAS, t.305, série II, pp 533-537.

KLEBANOFF P.S. (1954). *Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient*. Report NACA-TN-3178, National Advisory Committee for Aeronautics; Washington, DC, USA.

MURZYN F, CHANSON H. (2009). *Two-phase flow measurements in turbulent hydraulic jumps*. Chemical Engineering Research and Design, Trans. ICemE, Part A87.

SCHLICHTING H. (1960). *Boundary layer theory*. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 647 p.

TCHEUKAM-TOKO D., LAMBERT E., BÉLORGEY M. (1996). *Influence de la modulation du modèle longueur de mélange sur la compréhension des mécanismes à l'interface courant-fond sédimentaire*. 3^e Congrès International Limnologie - Océanographie, Nantes, octobre.