

Modélisation diphasique de la dispersion turbulente dans le transport en suspension de particules sédimentaires

J. Chauchat¹, S. Guillou², D. Pham Van Bang³ & K.D. Nguyen¹

¹ Laboratoire de Morphodynamique Continentale et Côtière (M2C)- CNRS UPRESA-6143
Université de Caen 24, rue des Tilleuls, 14000 CAEN, France (chauchat@meca.unicaen.fr)

² Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC) - EA 2607
Site Universitaire de Cherbourg, BP 78, 50130 Octeville, France

³ Laboratoire National d'Hydraulique et d'Environnement (EDF/DER/LNHE) - CETMEF/DRIM
6 quai Watier, Bureau K113, 78401 Chatou, France

Résumé :

La modélisation numérique du transport sédimentaire est ici abordée par une approche diphasique Eulérienne. Plus particulièrement, nous nous intéressons à la dispersion de particules sédimentaires non cohésives, de type sable, au cours de leur transport en suspension. En s'appuyant sur la littérature des écoulements diphasiques, nous introduisons un modèle du premier ordre basé sur la théorie cinétique des écoulements granulaires (Modèle $k_s - k_{fs}$) pour estimer le tenseur de la covariance des vitesses fluide-particule et ainsi fermer le modèle de dispersion turbulente pour les particules. La comparaison avec l'expérience montre que le modèle reproduit qualitativement les caractéristiques de l'écoulement notamment l'existence d'une différence de vitesse entre les particules et le fluide.

Abstract :

The numerical modelling of sediment transport is achieved by an Eulerian two-phase flow approach. We focus our attention on the dispersion of non-cohesion sediments particles, typically sands, in suspension. Based on literature of two-phase flow modelling, we introduce a first-order model for turbulent kinetic energy of the solid phase and the fluid-particle velocity covariance based on the kinetic theory of granular flows (Model $k_s - k_{fs}$). This model give an estimate of the fluid-particle velocity covariance tensor and thus allows us to close the model of turbulent dispersion for particles. The comparison with experiments shows that the model qualitatively reproduced the features of the flow, especially the existence of a velocity lag between fluid and particles.

Mots-clefs :

Écoulement diphasique, transport sédimentaire, dispersion turbulente

1 Introduction

L'approche diphasique fournit un cadre théorique pour la modélisation du transport sédimentaire et permet, *a priori*, une description plus fine des processus. Notons que l'application de modèles diphasiques à des problèmes environnementaux reste anecdotique. *Muste et al.* (2005) ont mesuré une différence de vitesse horizontale entre le fluide et les particules ainsi que l'augmentation de la dispersion des particules avec leurs masses par le mouvement turbulent du fluide. Ceci est en contradiction avec l'une des hypothèses classiquement adoptée pour la modélisation du transport sédimentaire et justifie l'application d'un modèle diphasique fluide-particule. Le modèle diphasique Eulérien initialement développé par *Barbry et al.* (2000) est ici complété du point de vue de la modélisation de la turbulence notamment pour la phase solide. Ainsi, un modèle du premier ordre basé sur la théorie cinétique des milieux granulaires (Modèle $k_s - k_{fs}$) est introduit pour estimer les interactions turbulentes entre les phases fluide et

solide. Dans cette communication nous décrivons le modèle diphasique et la modélisation de la turbulence adoptée puis son application à la configuration expérimentale de *Muste et al.* (2005).

2 Description du modèle diphasique

Le modèle est basé sur la résolution des équations moyennes de conservation de la masse (Eq. 1) et de la quantité de mouvements (Eq. 2) pour chaque phase, fluide et sédiment (*Barbray et al.*, 2000). $\langle \cdot \rangle_k$ désigne la moyenne de phase ou la moyenne de Favre, sans distinction, sur la phase k.

$$\frac{\partial \alpha_k \langle \rho_k \rangle_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \langle \vec{u}_k \rangle_k) = \frac{D \alpha_k \langle \rho_k \rangle_k}{Dt} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D}{Dt} (\alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \langle \vec{u}_k \rangle_k) = \nabla \cdot \left(\alpha_k \left(\langle \overline{\overline{T}}_k \rangle_k + \overline{\overline{T}}_k^{Re} \right) \right) - \alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \vec{g} - \overline{\overline{M}}_k \quad (2)$$

$$\alpha_k \langle \overline{\overline{T}}_k \rangle_k = -\alpha_k p_k \overline{\overline{I}} + \alpha_k \overline{\overline{\tau}}_k \quad \text{avec} \quad \alpha_k \overline{\overline{\tau}}_k = 2\mu_{kf} \overline{\overline{D}}_f + 2\mu_{ks} \overline{\overline{D}}_s \quad (3)$$

$$\overline{\overline{M}}_k = p_{ki} \nabla \alpha_k - \overline{\overline{\tau}}_{ki} \nabla \alpha_k + \overline{\overline{M}}_k^t \quad \text{avec} \quad \overline{\overline{M}}_s^t = -\overline{\overline{M}}_f^t = \frac{\alpha_s \rho_s}{\tau_{fs}} \langle \vec{u}_r \rangle_s \quad (4)$$

α_k , $\langle \vec{u}_k \rangle_k$, $\langle \rho_k \rangle_k$ désigne la fraction volumique, le vecteur vitesse moyenne et la masse volumique moyenne de la phase k. \vec{g} est le vecteur accélération de la gravité. $\langle \overline{\overline{T}}_k \rangle_k$ et $\overline{\overline{T}}_k^{Re}$ représentent respectivement le tenseur des contraintes visqueuses et le tenseur des contraintes de Reynolds. Les viscosités effectives sont définies par : $\mu_{ff} = \alpha_f \mu_f$, $\mu_{fs} = \alpha_s \mu_f$, $\mu_{sf} = \alpha_s \alpha_f \beta \mu_f$ et $\mu_{ss} = \alpha_s^2 \beta \mu_f$. Où β désigne un facteur d'amplification des contraintes visqueuses lié à la présence des particules et dépendant de α_s . Dans le cas d'une suspension diluée, β tend vers 2, 5, nous utiliserons cette valeur. $\overline{\overline{M}}_k^t$ désigne le terme de transfert de quantité de mouvements entre les phases (Eq. 4). Celui-ci est exprimé en fonction de la pression et de la contrainte interfaciale à l'interface entre les phases p_{ki} et $\overline{\overline{\tau}}_{ki}$ et de $\overline{\overline{M}}_k^t$ qui représentent les différentes forces agissant sur la phase k.

Dans le cas de particules sédimentaires, comme les sables, chutant sous l'effet de la gravité, la force de traînée est prépondérante. Seule cette force est prise en compte dans le modèle (Eq. 4). Celle-ci est exprimée en fonction du temps de relaxation des particules (Eq. 5.c) et de la vitesse relative $\langle \vec{u}_r \rangle_s = \langle \vec{u}_s \rangle_s - \langle \vec{u}_f \rangle_f - \vec{u}_d$ cette dernière dépend de la vitesse de dérive $\vec{u}_d = \langle \vec{u}_f \rangle_s$ qui correspond aux effets de dispersion des particules par le mouvement fluctuant au sein de la phase fluide (*Simonin*, 1991). Le temps de relaxation des particules dépend du coefficient de traînée $C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687} + 0,0175 Re_p (1 + 4,2510^4 Re_p^{-1,16})^{-1})$ (*Clift and Gauvin*, 1970) qui est fonction du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \frac{\alpha_f d \|\vec{u}_r\|}{\nu_f}$ où d désigne le diamètre des particules et ν_f la viscosité cinématique de l'eau. Nous modélisons la vitesse de dérive par l'équation (Eq. 6) proposée par *Deutsch and Simonin* (1991) où $\overline{\overline{D}}_{fs}^t$ désigne le tenseur de dispersion. $\langle \vec{u}_f \vec{u}_s \rangle_s$ représente la covariance entre les fluctuations de vitesses des deux phases. Le temps caractéristique τ_{fs}^t est donné par la relation (Eq. 5.b).

$$\tau_f^t = \frac{3}{2} C_\mu k_f / \epsilon_f \quad (a) \quad \tau_{fs}^t = \tau_f^t [1 + C_\beta \cdot (3\overline{\overline{u}_{rel}}^2) / (2k_f)]^{-1/2} \quad (b) \quad (5)$$

$$\tau_{fs}^t = \frac{4d\rho_s}{3\rho_f C_D \|\vec{u}_{rel}\|} \quad (c) \quad \tau_s^t = (d / (24g_0 \alpha_s)) \sqrt{(3\pi) / (2k_s)} \quad (d)$$

$$\vec{u}_d = \overline{\overline{D}}_{fs}^t \left(\frac{\nabla \alpha_f}{\alpha_f} - \frac{\nabla \alpha_s}{\alpha_s} \right) \quad \text{avec} \quad \overline{\overline{D}}_{fs}^t = \tau_{fs}^t \langle \vec{u}_f \vec{u}_s \rangle_s \quad (6)$$

Un modèle de turbulence pour la phase fluide chargé de particules en suspension (*Simonin and Viollet, 1990*) modifié par des termes supplémentaires qui tiennent compte du transfert de quantité de mouvements turbulents entre les phases est utilisé (Eqs. 7 et 8).

$$\frac{D}{Dt}(\alpha_f \rho_f k_f) = \bar{\nabla} \left(\alpha_f \left(\mu_f + \frac{\mu_f^t}{\sigma_k} \right) \bar{\nabla} k_f \right) - \alpha_f \rho_f \mathcal{P}_f - \alpha_f \rho_f \epsilon_f + \Pi_{k_f} \quad (7)$$

$$\frac{D}{Dt}(\alpha_f \rho_f \epsilon_f) = \bar{\nabla} \left(\alpha_f \left(\mu_f + \frac{\mu_f^t}{\sigma_\epsilon} \right) \bar{\nabla} \epsilon_f \right) - \alpha_f \rho_f \frac{\epsilon_f}{k_f} (C_{\epsilon_1} \mathcal{P}_f + C_{\epsilon_2} \epsilon_f) + \Pi_{\epsilon_f} \quad (8)$$

$$\mathcal{P}_f = \left\{ \langle \vec{u}'_f \vec{u}'_f \rangle_f \bar{\nabla} \right\}^T \vec{u}_f \quad ; \quad \Pi_{k_f} = \frac{\alpha_f \rho_f}{\tau_{f_s}} (-2k_f + k_{f_s} - \vec{u}_d \vec{u}_r) \quad ; \quad \Pi_{\epsilon_f} = C_{\epsilon_3} \frac{\epsilon_f}{k_f} \Pi_{k_f} \quad (9)$$

$$\overline{\overline{T_f^{Re}}} = -\rho_f \langle \vec{u}'_f \vec{u}'_f \rangle_f = -\frac{2}{3} \rho_f k_f \bar{I} + 2\rho_f \nu_f^t \left[\overline{\overline{D_f}} - \frac{1}{3} (\nabla \vec{u}_f) \bar{I} \right] \quad (10)$$

La viscosité cinématique turbulente de la phase fluide, ν_f^t , est définie par $\nu_f^t = 2k_f \tau_{f_s}^t / 3$, et l'échelle de temps des grands tourbillons, $\tau_{f_s}^t$, par la relation (Eq. 5.a). Le terme \mathcal{P}_f représente la production d'énergie cinétique turbulente de la phase fluide par le mouvement moyen et les termes Π_{k_f} et Π_{ϵ_f} (Eqs. 9) représentent les transferts avec le mouvement turbulent de la phase solide. Le tenseur des contraintes de Reynolds pour la phase fluide, $\overline{\overline{T_f^{Re}}}$, est modélisé par l'approximation de Boussinesq pour un écoulement compressible (Eq. 10). Les valeurs utilisées dans le modèle $k_f - \epsilon_f$ sont choisies comme suit $C_\mu = 0,09$, $C_{\epsilon_1} = 1,44$, $C_{\epsilon_2} = 1,92$, $C_{\epsilon_3} = 1,2$, $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\epsilon = 1,2$.

En supposant que l'approximation de Boussinesq est valide pour exprimer le tenseur de Reynolds pour la phase solide et la covariance fluide-particule, un modèle basé sur deux équations de transport est utilisée. L'équation de transport pour k_s (Eq. 11) est basée sur la théorie cinétique des milieux granulaires (*Jenkins and Richman, 1985*) et l'équation de transport pour la covariance fluide-particule k_{f_s} (Eq. 15) est obtenue par un procédé analogue à celui permettant d'obtenir l'équation de transport pour les corrélations de fluctuations de vitesse dans le cas d'un écoulement de fluide monophasique (*Peirano and Leckner, 1998*).

$$\frac{D}{Dt}(\alpha_s \rho_s k_s) = \bar{\nabla} \left(D_{k_s} \bar{\nabla} k_s \right) - \alpha_s \rho_s \frac{1 - e^2}{3\tau_s^c} k_s - \alpha_s \rho_s \mathcal{P}_s + \Pi_{k_s} \quad (11)$$

$$\mathcal{P}_s = \left\{ \langle \vec{u}'_s \vec{u}'_s \rangle_s \bar{\nabla} \right\}^T \vec{u}_s \quad ; \quad \Pi_{k_s} = -\frac{\alpha_s \rho_s}{\tau_{f_s}} (2k_s - k_{f_s}) \quad (12)$$

$$\overline{\overline{T_s^{Re}}} = -\rho_s \langle \vec{u}'_s \vec{u}'_s \rangle_s = -\frac{2}{3} \rho_s k_s \bar{I} + 2\rho_s \nu_s^t \left[\overline{\overline{D_s}} - \frac{1}{3} (\nabla \vec{u}_s) \bar{I} \right] \quad (13)$$

$D_{k_s} = \alpha_s \rho_s (K_s^t + K_s^c)$, K_s^t et K_s^c représentent la diffusivité cinétique et collisionnelle, elles sont définies, respectivement, par $K_s^t = \frac{3\tau_{f_s}^t}{5\tau_{f_s}} + \frac{2k_s}{3} (1 + \alpha_s g_0 \phi_c) \left(\frac{9}{5\tau_{f_s}} + \frac{\zeta_c}{\tau_s^c} \right)^{-1}$ où $\phi_c = 3(1+e)^2(2e-1)/5$; $\zeta_c = (1+e)(49-33e)/100$ et $K_s^c = \alpha_s g_0 (1+e) \left(\frac{6}{5} K_s^t + \frac{4}{3} d \sqrt{\frac{2k_s}{3\pi}} \right)$. g_0 désigne la fonction de distribution radiale qui traduit l'augmentation de la probabilité des collisions avec la concentration en particules. La formulation proposée par *Ma and Ahmadi (1986)* a été utilisée dans le modèle : $g_0 = \frac{1+2.5\alpha_s+4.5904\alpha_s^2+4.515439\alpha_s^3}{(1-(\alpha_s/\alpha_s^{max}))^{0.678021}}$. τ_s^c désigne le temps caractéristique des collisions binaires et peut être exprimé par la relation (Eq. 5.d) dans le cadre de la théorie cinétique des milieux granulaires. Le terme \mathcal{P}_s représente la production d'énergie cinétique turbulente de la phase solide par le mouvement moyen et le terme Π_{k_s} (Eq. 12) représente les transferts avec le mouvement turbulent de la phase fluide. Le tenseur des contraintes de Reynolds pour la phase solide est définie, suivant l'approximation de Boussinesq, par la relation (13) où la viscosité cinématique turbulente pour la phase solide est donnée par :

$$\nu_s^t = \left[\nu_{fs}^t + \frac{1}{3} \tau_{fs} k_s (1 + \alpha_s g_0 \mathcal{A}) \right] \left[1 + \frac{\mathcal{B} \tau_{fs}}{2 \tau_s^c} \right]^{-1} ; \mathcal{A} = \frac{2}{5} (1 + e) (3e - 1) ; \mathcal{B} = \frac{1}{5} (1 + e) (3 - e) \quad (14)$$

La covariance de vitesse fluide-particule, k_{fs} , est définie comme la trace du tenseur $\langle \vec{u}_f \vec{u}_s \rangle_s$ et elle est donnée par :

$$\frac{D}{Dt} (\alpha_s \rho_s k_{fs}) = \vec{\nabla} \left(\alpha_s \rho_s \frac{\nu_{fs}^t}{\sigma_{k_s}} \vec{\nabla} k_{fs} \right) - \alpha_s \rho_s \frac{k_{fs}}{\tau_{fs}^t} - \alpha_s \rho_s (\mathcal{P}_{fs} + \mathcal{P}_{sf}) + \Pi_{k_{fs}} \quad (15)$$

$$\mathcal{P}_{kl} = \{ \langle \vec{u}_k \vec{u}_l \rangle_s \vec{\nabla} \}^T \vec{u}_l ; \quad \Pi_{k_{fs}} = - \frac{\alpha_s \rho_s}{\tau_{fs}} \left(\left(1 + \frac{\alpha_s \rho_s}{\alpha_f \rho_f} \right) k_{fs} - 2 \frac{\alpha_s \rho_s}{\alpha_f \rho_f} k_s - 2 k_f \right) \quad (16)$$

$$\langle \vec{u}_f \vec{u}_s \rangle_s = - \frac{1}{3} k_{fs} \bar{\bar{I}} + \nu_{fs}^t \left[\overline{\overline{D_{fs}}} - \frac{1}{3} Tr(\overline{\overline{D_{fs}}}) \bar{\bar{I}} \right] ; \quad \overline{\overline{D_{fs}}} = \vec{\nabla} \vec{u}_f + (\vec{\nabla} \vec{u}_s)^T \quad (17)$$

La viscosité cinématique turbulente pour la covariance fluide-particule est donnée par : $\nu_{fs}^t = \frac{k_{fs} \tau_{fs}^t}{3}$. Les termes \mathcal{P}_{fs} et \mathcal{P}_{sf} représentent la production par le mouvement moyen et le terme $\Pi_{k_{fs}}$ (Eq. 16) représente les transferts avec le mouvement turbulent des phases fluide et solide.

Finalement l'expression du tenseur de la covariance des vitesses fluide-particule permet d'exprimer le tenseur de dispersion $\overline{\overline{D_{fs}^t}}$. Dans le cas d'un écoulement dans un canal ouvert chargé de particules deux termes sont essentiels dans l'expression de la vitesse de dérive : $-D_{fs,xz}^t \frac{\partial \alpha_s}{\partial z}$ et $-D_{fs,zz}^t \frac{\partial \alpha_s}{\partial z}$. Le premier terme représente la dispersion des particules dans la direction horizontale et le second terme correspond à la dispersion verticale.

3 Application et discussion

L'application concerne un écoulement chargé de particules dans un canal inclinable à fond plat et à recirculation (Muste et al., 2005). Dans ces expériences le débit a été choisi afin d'assurer une suspension totale des particules. Deux types de sédiments ont été utilisés, des particules naturelles (NS : Natural Sand ; $\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$; $w_{chute} = 0,024 \text{ m.s}^{-1}$) et des particules de nylon (NBS : Neutrally Buoyant Sediment ; $\rho_s = 1025 \text{ kg.m}^{-3}$; $w_{chute} = 0,0006 \text{ m.s}^{-1}$). Dans les deux cas le diamètre des particules est de $230 \pm 20 \mu\text{m}$ et la concentration volumique moyenne est de $0,46 \cdot 10^{-3}$. Sur la Figure (1) sont représentés le défaut de vitesse entre les phases ($u_{lag} = u_f - u_s$) et le profil de fraction volumique de la phase solide pour les deux types de particules (NBS et NS).

Pour le cas des particules NBS, le coefficient C_β est fixé à 1,8, cette valeur correspond à celle préconisée par Simonin (1991) pour un écoulement dans la direction perpendiculaire au mouvement relatif moyen (i.e. : l'horizontale). Greimann et al. (1999) ont montré théoriquement que la différence de vitesse entre les phases solide et fluide est du même ordre de grandeur que la vitesse de chute des particules ($u_{lag} = 0,66 w_{chute} (1 - z/H) e^{1,34z/H}$). Dans le cas NBS celle-ci est très faible et le défaut de vitesse est donc négligeable, ce qui explique les résultats présentés sur la figure (Fig. 1.a). Il existe cependant un pic sur le défaut de vitesse près du fond sur les résultats numériques. Celui-ci ne provient pas du modèle de dispersion, le même profil est obtenu lorsque la vitesse de dérive n'est pas modélisée. Sur les profils de concentration (Fig. 1.a) nous avons également représenté les points de mesures et la solution analytique de Rouse. Le profil de concentration est proche des mesures et de la solution analytique de Rouse,

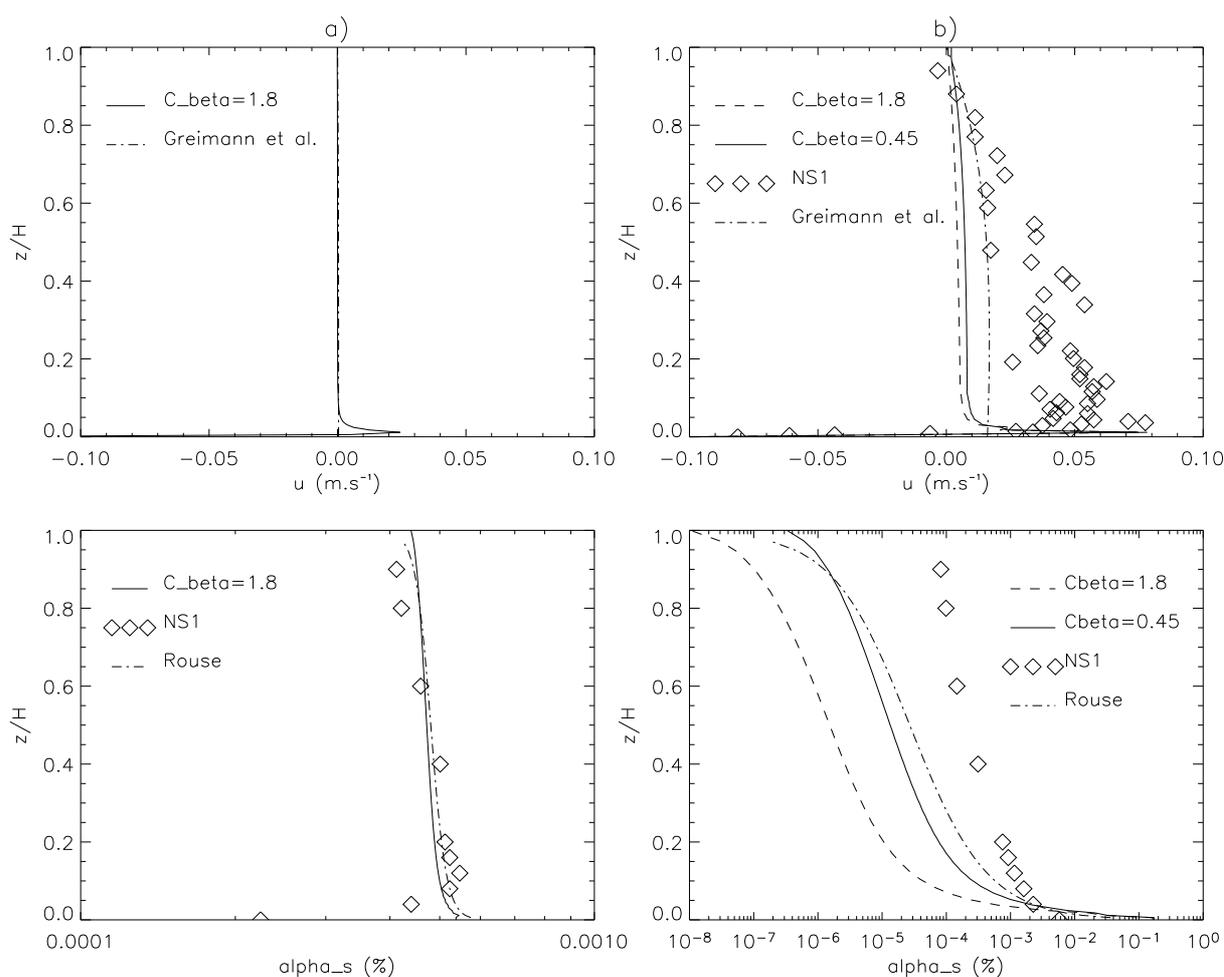


FIG. 1 – Profils du défaut de vitesse et de fraction volumique avec les particules NBS (a) et NS (b)

nous obtenons globalement un accord correct avec l'expérience. Le modèle fournit une description correct du transport de particules en suspension pour des particules possédant une faible différence de masse volumique avec le fluide.

Dans le cas des particules NS, le défaut de vitesse entre les phases n'est plus négligeable ($u_{lag} \approx 0,015 \text{ cm.s}^{-1}$ Greimann et al. (1999)). D'après la littérature, le coefficient C_β diffère suivant la direction de l'écoulement par rapport à l'écoulement relatif moyen (Simonin, 1991). Dans le cas étudié, l'écoulement est anisotrope, il faudrait utiliser la valeur $C_\beta = 1,8$ sur l'horizontal et $C_\beta = 0,45$ sur la vertical. Nous avons choisi de réaliser deux simulations avec chacune de ces valeurs (Fig. 1.b).

Les résultats obtenus avec le modèle diphasique reproduisent les valeurs négatives du défaut de vitesse près du fond, inhérente à la condition de glissement des particules à la paroi. Ceci est en accord avec les données expérimentales. La diminution progressive de la différence de vitesse vers la surface libre est observée sur les résultats numériques. L'ordre de grandeur de cette différence de vitesse est par contre sous estimé sur les résultats numériques par rapport aux mesures. La solution analytique de Greimann et al. (1999) sous-estime également cette valeur du défaut de vitesse.

Un point important à souligner réside dans la modélisation du tenseur de dispersion. En effet, Greimann et al. (1999) ont montré que $u_f - u_s = -u_d + o(u_d)$ et les mesures réalisées par Muste et al. (2005), notamment, montrent que cette différence de vitesse est positive, exception faite

d'une couche limite où les particules solides ne sont pas contraintes d'adhérer à la paroi comme le fluide. Nous pouvons donc en déduire que la vitesse de dérive horizontale est négative. Or le gradient de fraction volumique de la phase solide est négatif donc pour retrouver le signe du défaut de vitesse entre les phases à partir de l'expression de la vitesse de dérive horizontale : $u_d = -D_{fs,xz}^t \frac{\partial \alpha_s}{\partial z}$, il est clair que le coefficient de dispersion $D_{fs,xz}^t$ doit être négatif. Ce qui est le cas si on considère le terme $\langle u'_f w'_s \rangle_s$ du tenseur de la covariance des vitesse fluide-particule pour estimer le coefficient de dispersion $D_{fs,xz}^t$ mais qui ne l'est plus si on fait l'hypothèse isotrope : $\overline{D_{fs}^t} = \nu_{fs}^t \overline{I}$. Le tenseur de dispersion $\overline{D_{fs}^t}$ est donc calculé en fonction du tenseur de la covariance des vitesse fluide-particule.

Les profils de concentration en suspension obtenus numériquement (Fig. 1.b) sont inférieurs aux mesures. Sur les profils numériques nous observons l'effet important de la valeur du coefficient C_β sur le profil de concentration. Le profil obtenu avec une valeur de C_β égale à 0,45 est du même ordre de grandeur que le profil de Rouse. La dispersion est cependant sous-estimée et un écart de deux décades est obtenu sur la fraction volumique de sédiment à la surface.

Ces premiers résultats mettent en évidence l'intérêt d'une approche diphasique du transport sédimentaire par rapport aux modèles classiques ou basés sur la résolution des équations de conservation pour le mélange eau-sédiments. Les principales caractéristiques de l'écoulement sont reproduites par le modèle : l'existence d'une différence de vitesse horizontale entre les particules et l'eau d'une part, et la dispersion des particules par le mouvement turbulent du fluide d'autre part. L'ordre de grandeur est en accord avec les solutions analytiques présentées dans la littérature. Une étude théorique approfondie est à mener pour expliquer les écarts observés entre le modèle et les solutions théoriques avec les mesures expérimentales.

Remerciements

Les auteurs remercient le CETMEF pour le financement de la thèse J. Chauchat (contrat N°05-510006-000-228-6034) et le CRIHAN pour les moyens de calculs.

Références

- Barbry, N., S. Guillou, and K. D. Nguyen (2000), Une approche diphasique pour le calcul du transport sédimentaire en milieux estuariens, *C. R. Acad. Sci. (série II B)*, 328, 793–799.
- Clift, R., and W. Gauvin (1970), The motion of particles in turbulent gas streams, in *Proc. Chemeca '70*, pp. 1–14.
- Deutsch, E., and O. Simonin (1991), Large eddy simulation applied to the motion of particles in stationary homogeneous fluid turbulence, *Turbulence Modification in Multiphase Flows ASME-FED*, 110, 35 – 42.
- Greimann, B. P., M. Muste, and F. M. H. Jr. (1999), Two-phase formulation of suspended sediment transport, *J. Hydraul. Res.*, 37, 479 – 500.
- Jenkins, J. T., and M. W. Richman (1985), Grad's 13-moment system for a dense gas of inelastic spheres, *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 87, 355–377.
- Ma, D., and G. Ahmadi (1986), An equation of state for dense rigid sphere gases, *Journal of Chemical Physics*, 84, 3449–3450.
- Muste, M., K. Yu, I. Fujita, and R. Ettema (2005), Two-phase versus mixed-flow perspective on suspended sediment transport in turbulent channel flows, *Water Resour Res*, 41, 22.
- Peirano, E., and B. Leckner (1998), Fundamentals of turbulent gas-solid flows applied to circulating fluidized bed combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 24, 259–296.
- Simonin, O. (1991), Prediction of the dispersed phase turbulence in particule-laden jets, *Gas-Solid Flows ASME-FED*, 121, 197 – 206.
- Simonin, O., and P. L. Viollet (1990), Numerical study on phase dispersion mechanisms in turbulent bubbly flows, in *Proceedings 5th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, pp. 156–166.