



HAL
open science

Dynamique des écoulements fluide-particules cisailés

Joris Bouteloup, Laurent Lacaze, Thomas Bonometti, François Charru

► **To cite this version:**

Joris Bouteloup, Laurent Lacaze, Thomas Bonometti, François Charru. Dynamique des écoulements fluide-particules cisailés. 22e Congrès Français de Mécanique, Aug 2015, Lyon, France. pp.1-7. hal-03662145

HAL Id: hal-03662145

<https://hal.science/hal-03662145v1>

Submitted on 9 May 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Open Archive TOULOUSE Archive Ouverte (OATAO)

OATAO is an open access repository that collects the work of Toulouse researchers and makes it freely available over the web where possible.

This is an author-deposited version published in: <http://oatao.univ-toulouse.fr/>
Eprints ID : 15889

To cite this version :

Bouteloup, Joris and Lacaze, Laurent and Bonometti, Thomas and Charru, François *Dynamique des écoulements fluide-particules cisailés : simulations numériques locales*. (2015) In: 22e Congrès Français de Mécanique, 24 August 2015 - 28 August 2015 (Lyon, France)

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator: staff-oatao@listes-diff.inp-toulouse.fr

Dynamique des écoulements fluide-particules cisailés : simulations numériques locales

J. BOUTELOUP ^a, L. LACAZE, T. BONOMETTI,
F. CHARRU

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, UMR CNRS/INPT/UPS 5502,
2, Allée Camille Soula, 31400 Toulouse, France

Résumé :

Des simulations numériques locales d'écoulements laminaires cisailés érodant un lit de particules ont été réalisées. La méthode numérique employée est un modèle de type Euler-Lagrange, reposant pour la phase fluide sur les équations de Navier-Stokes moyennées par un terme de porosité ε et pour la phase solide sur les équations de Newton résolues pour chaque particule. Un terme d'interaction fluide-particule permet de coupler les deux phases. Les simulations, effectuées à Re_p et ρ_p/ρ_f constants et balayant une gamme de nombre de Shields θ allant de 0.1 à 0.5, ont permis de trouver un Shields critique θ_c , caractérisant le seuil de mise en mouvement du lit, entre 0.1 et 0.12. Une étude du débit stationnaire du milieu granulaire permet de valider la méthode numérique utilisée.

Abstract :

Local numerical simulations of laminar shear flow eroding a bed of particles are performed. The numerical method used is an Euler-Lagrange model, solving the Navier-Stokes equations averaged by a porosity term ε for the fluid phase and Newton's equations for the solid phase. A fluid-particle interaction term enables a two-way coupling. The simulations, performed with Re_p and ρ_p/ρ_f remaining constant and covering a range of Shields numbers θ from 0.1 to 0.5, allow to find a critical Shields number θ_c , which represents the limit between static and dynamic bed, between 0.1 and 0.12. A study of the saturated particle flow rate validates the numerical method used.

Mots clefs : Transport sédimentaire, CFD-DEM, nombre de Shields, écoulement laminaire

a. E-mail : joris.bouteloup@imft.fr

1 Introduction

Le transport sédimentaire en milieu naturel fait intervenir des mécanismes complexes à différentes échelles de temps et d'espace. Afin de décrire ces systèmes, il est en particulier nécessaire de mieux comprendre l'influence des interactions locales, entre le fluide et les grains et entre les grains eux-même, sur les structures de grandes échelles (rides, dunes, etc [1]). Pour cela, nous utilisons dans cette étude une méthode numérique basée sur une approche de type Euler-Lagrange [2]. Cette méthode permet de remonter aux caractéristiques locales de l'écoulement fluide-grains d'une part et d'accéder aux informations mécaniques liées aux collisions entre grains d'autre part tout en permettant la simulation d'un grand nombre de grains ($O(10^6)$). Le modèle Euler-Lagrange est basé sur la résolution des équations moyennées pour la phase fluide en présence de particules (Jackson [3]), couplée à une méthode aux éléments discrets (DEM) pour le suivi lagrangien des particules.

Cette méthode est utilisée ici pour décrire la dynamique couplée d'un lit de grains cisailés par un écoulement homogène et stationnaire proche du seuil de mise en mouvement. Ces problématiques ont, au cours des dernières décennies, déjà été abordées dans un certain nombre d'études pour des cas d'écoulements laminaires ou turbulents, que ce soit expérimentalement [4–8] ou numériquement [9–11].

Nous présentons tout d'abord le modèle numérique utilisé ainsi que les paramètres physiques et numériques importants puis les résultats de simulations sont analysés.

2 Méthode numérique

Le logiciel utilisé ici pour la phase granulaire est le code GraDyM (Granular Dynamic Modelling [12]) qui repose sur une méthode DEM [13, 14]. Cette méthode consiste en la détermination des trajectoires d'un grand nombre de particules en résolvant pour chacune d'entre elles les équations de Newton et en considérant leurs interactions avec le fluide environnant ou avec d'autres particules.

On considère ainsi un nombre N_p de particules sphériques qui évoluent, selon le second principe de Newton :

$$\rho_p V_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum_{j \neq p} \mathbf{F}^{pj} + \mathbf{F}^{murs} + \rho_p V_p \mathbf{g} + \mathbf{F}^{fp} + \mathbf{F}^{lub} \quad \forall p = 1, \dots, N_p \quad (1)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \sum_{j \neq p} \boldsymbol{\tau}^{pj} + \boldsymbol{\tau}^{murs} \quad \forall p = 1, \dots, N_p \quad (2)$$

avec, pour chaque particule, ρ_p la masse volumique, V_p le volume, \mathbf{u}_p la vitesse de translation, $\boldsymbol{\omega}_p$ la vitesse de rotation, I_p le coefficient d'inertie, \mathbf{F}^{pj} les forces de contact exercées par les autres particules sur la particule p, \mathbf{F}^{murs} les forces exercées par les murs, \mathbf{F}^{lub} les forces de lubrification exercées par les autres particules (voir Izard et al. [12] pour plus de détails), et \mathbf{F}^{fp} les forces exercées par le fluide sur la particule p. $\boldsymbol{\tau}^{pj}$, $\boldsymbol{\tau}^{murs}$ sont les couples exercés respectivement par les autres particules et les murs.

Pour la phase fluide, l'approche développée par Jackson [3] permet de décrire la dynamique du fluide à une échelle plus grande que les particules. Elle consiste à réécrire les équations de Navier-Stokes en moyennant spatialement les grandeurs locales de l'écoulement à travers une fonction ε , caractérisant la fraction volumique d'espace occupée par le fluide par rapport aux particules dans un volume élémentaire. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement deviennent :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{u}_f) = 0 \quad (3)$$

$$\rho_f \varepsilon \frac{D_f \mathbf{u}_f}{Dt} = \nabla \cdot \mathbf{S}^f - \mathbf{f} + \rho_f \varepsilon \mathbf{g} \quad (4)$$

avec \mathbf{u}_f la vitesse du fluide, ρ_f sa masse volumique, \mathbf{f} la moyenne sur le volume élémentaire des forces exercées par les particules sur le fluide et \mathbf{S}^f le tenseur des contraintes. Son expression ne peut être explicitement déterminée et différents modèles peuvent être trouvés dans la littérature. Nous choisissons ici une expression équivalant à un fluide apparent dont les propriétés dépendent de la porosité sous la forme :

$$\mathbf{S}^f = -\varepsilon p I + \mu^* [\nabla \mathbf{u}_m + \nabla \mathbf{u}_m^t] \quad (5)$$

avec p la pression hydrodynamique, I la matrice identité, $\mu^* = \mu_f \varepsilon^{-2.8}$ la viscosité effective définie par Gibilaro et al. [15] afin de prendre en compte la présence des grains dans le fluide et $\mathbf{u}_m = \varepsilon \mathbf{u}_f + (1 - \varepsilon) \mathbf{u}_p$ la vitesse de mélange fluide-particules.

Les deux termes d'interaction fluide-particules des équations (1) et (4) sont reliées par la relation suivante :

$$\mathbf{f} = \frac{1}{V_c} \sum_{p \in c} \mathbf{F}^{fp} \quad \text{avec} \quad \mathbf{F}^{fp} = V_p \nabla \cdot \mathbf{S}^f + \mathbf{F}^{drag} \quad (6)$$

L'expression de \mathbf{F}^{fp} est une approximation formulée par Capecelatro et al. [2]. On utilise le modèle de traînée proposé par Tenneti et al. [16] pour calculer \mathbf{F}^{drag} , modèle valable pour une large gamme de nombre de Reynolds et de compacité. Ce sont ici les seules contributions hydrodynamiques implémentées pour le couplage fluide-grains.

3 Résultats

Dans notre cas, la dynamique du lit de particules cisailé par le fluide est caractérisée par trois nombres sans dimension : le nombre de Shields θ , le nombre de Reynolds Re_p et le rapport des densités ρ_p/ρ_f . On exprime les nombres de Shields et de Reynolds particulaire comme suit :

$$\theta = \frac{\mu_f \gamma}{(\rho_p - \rho_f) g d_p} = \frac{\tau}{(\rho_p - \rho_f) g d_p}, \quad Re_p = \frac{\gamma d_p^2 \rho_f}{\mu_f} \quad (7)$$

avec d_p le diamètre des grains et γ le taux de déformation du fluide.

Le nombre de Shields représente le rapport des forces déstabilisant le milieu granulaire (cisaillement τ) sur les forces le stabilisant (gravité). On définit alors un nombre de Shields critique θ_c représentant la valeur du seuil de mise en mouvement du milieu granulaire, valeur relativement constante d'environ 0.12 ± 0.03 d'après Ouriemi *et al.* [8] pour un intervalle du nombre de Reynolds particulaire Re_p compris entre 1.5×10^{-5} et 0.76.

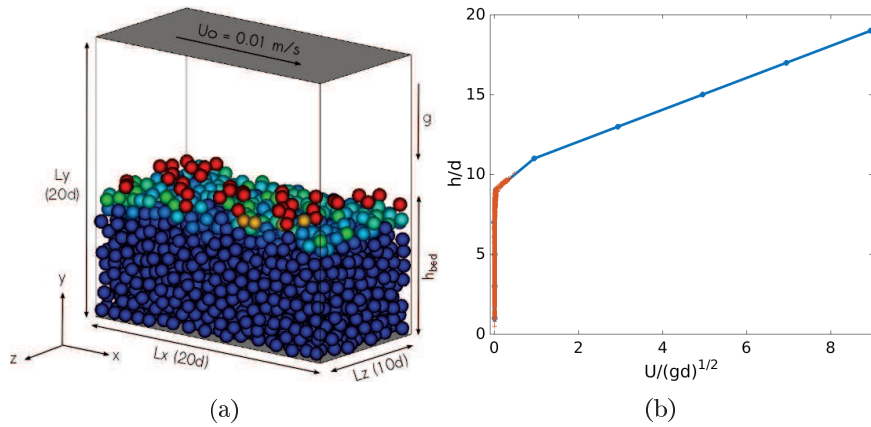


FIGURE 1 – (a) Géométrie du système. $\theta = 0.4$ et $0 \leq u_p \leq 0.1\gamma d_p$ (du bleu au rouge) (b) Profils des vitesses normalisées du fluide et des particules dans la direction de l'écoulement

Afin d'étudier la mise en mouvement du lit de grains et son transport au cours du temps, on considère ici la géométrie idéalisée représentée sur la figure 1 (a) et on fait varier θ entre 0.1 et 0.5 à $Re_p = 0.48$ et $\rho_p/\rho_f = 4$ constants (en modifiant dans chaque cas g). Les nombres de Shields et de Reynolds sont estimés a posteriori des simulations en déterminant le taux de déformation γ à partir du profil de vitesse stationnaire du fluide (figure 1 (b)). Le lit est composé de 2112 particules ($h_{bed} \approx 10d_p$). Une couche de sphères fixes, réparties aléatoirement, est disposée sur la plaque du fond (fraction surfacique ≈ 0.7).

Le fluide est mis en mouvement par le déplacement à vitesse U_0 constante de la plaque supérieure du domaine. Des conditions périodiques sont appliquées dans les directions x et z . Le lit, d'une compacité initiale $\phi_{init} \approx 0.56$, est cisailé jusqu'à l'établissement d'un état stationnaire que l'on caractérise par le calcul du débit $q = 1/(A\phi_{bed})V_p \sum_p u_p$ (m^2/s) (voir figure 2 (a)). Les différents paramètres numériques et physiques utilisés sont répertoriés dans le tableau 1.

diamètre de particule d_p	5×10^{-4}	m^3
viscosité dynamique μ_f	10^{-3}	$Pa.s$
masse volumique du fluide ρ_f	10^3	$kg.m^{-3}$
masse volumique des particules ρ_p	4×10^3	$kg.m^{-3}$
coefficient de restitution e	0.8	
coefficient de friction microscopique μ	0.1	
$\Delta x/d_p = \Delta y/d_p = 2\Delta z/5d_p$	2	
pas de temps solide Δt_s	5×10^{-6}	s
pas de temps fluide Δt_f	10^{-4}	s
temps de simulation t_{simu}	400	s

TABLE 1 – Paramètres numériques et physiques des simulations.

Une fois l'état stationnaire atteint pour chaque cas, on trace le débit saturé q_{sat} en fonction de θ (figure 2 (b)). Nos résultats montrent un scaling proche de l'équation $q = a(\theta - \theta_c)^{3/2}$ ce qui est en accord avec les différentes observations expérimentales et numériques de la littérature [10, 17–19]. De plus, on utilise cette loi de puissance afin d'estimer le nombre de Shields critique et on trouve alors un best fit pour $\theta_c \approx 0.1$, résultat attendu pour le Re_p utilisée ici [8]. Ces différents points nous permettent de valider le code implémenté et d'envisager des simulations de plus grande échelle.

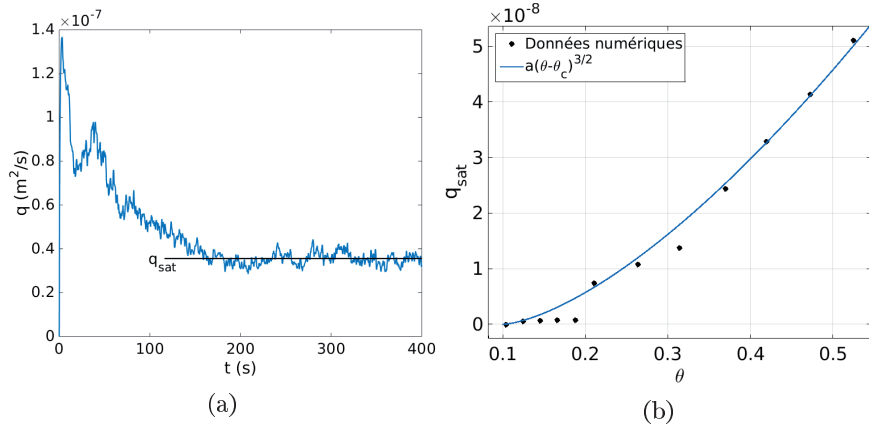


FIGURE 2 – (a) Débit granulaire en fonction du temps pour $\theta = 0.4$ (b) Débit saturé q_{sat} en fonction de θ

Références

- [1] F. Charru, B. Andreotti, and P. Claudin. Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 45(1) :469–493, 2013.
- [2] J. Capecehatro and O. Desjardins. An euler–lagrange strategy for simulating particle-laden flows. *Journal of Computational Physics*, vol. 238(0) :1–31, 2013.
- [3] R. Jackson. *The Dynamics of Fluidized Particles*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, 2000.
- [4] F. Charru, H. Mouilleron, and O. Eiff. Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 519 :55–80, 2004.
- [5] A. Hong and A. Tao, M. and Kudrolli. Onset of erosion of a granular bed in a channel driven by fluid flow. *Physics of Fluids*, 27(1) :–, 2015.
- [6] A. E. Lobkovsky, A. V. Orpe, R. Molloy, A. Kudrolli, and D. H. Rothman. Erosion of a granular bed driven by laminar fluid flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 605 :47–58, 6 2008.
- [7] T. Loiseleux, P. Gondret, M. Rabaud, and D. Doppler. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Physics of Fluids*, 17(10) :–, 2005.
- [8] M. Ouriemi, P. Aussillous, M. Medale, Y. Peysson, and E. Guazzelli. Determination of the critical shields number for particle erosion in laminar flow. *Physics of Fluids*, 19(6) :–, 2007.
- [9] J. J. Derksen. Simulations of granular bed erosion due to laminar shear flow near the critical shields number. *Physics of Fluids*, vol. 23(11) :1–12, 2011.
- [10] O. Durán, B. Andreotti, and P. Claudin. Numerical simulation of turbulent sediment transport, from bed load to saltation. *Physics of Fluids*, 24(10) :1–25, 2012.
- [11] E. Papista, D. Dimitrakakis, and S. G. Yiantsios. Direct numerical simulation of incipient sediment motion and hydraulic conveying. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 50(2) :630–638, 2011.
- [12] E. Izard, T. Bonometti, and L. Lacaze. Modelling the dynamics of a sphere approaching and bouncing on a wall in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 747 :422–446, 2014.
- [13] F. Radjaï and F. Dubois. *Discrete-element modeling of granular materials*. Oxford : ISTE, 2011.
- [14] P. A. Cundall and O. D. L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, vol. 29 :47–65, 1979.

-
- [15] L.G. Gibilaro, K. Gallucci, R. Di Felice, and P. Pagliai. On the apparent viscosity of a fluidized bed. *Chemical Engineering Science*, 62(1-2) :294 – 300, 2007. Fluidized Bed Applications.
- [16] S. Tenneti, R. Garg, and S. Subramaniam. Drag law for monodisperse gas–solid systems using particle-resolved direct numerical simulation of flow past fixed assemblies of spheres. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(9) :1072 – 1092, 2011.
- [17] B. Camenen and M. Larson. A general formula for non-cohesive bed load sediment transport. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 63(1-2) :249 – 260, 2005.
- [18] E. Lajeunesse, L. Malverti, and F. Charru. Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F4) :-, 2010.
- [19] J. S. Ribberink. Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal Engineering*, 34(1-2) :59 – 82, 1998.