

# Effet d'un fluide sur la dynamique d'effondrement d'une colonne de grains

V. Topin<sup>a</sup>, Y. Monerie<sup>a,b</sup>, F. Perales<sup>a,b</sup>, F. Rajdai<sup>b,c</sup>

a. IRSN,PSN, CE Cadarache, BP3-13115 St Paul-Lez-Durance Cedex, France

b. MIST, CNRS-IRSN-Université Montpellier 2, France

c. LMGC, CNRS-Université Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France

## Résumé :

Nous étudions l'effet d'un fluide sur l'effondrement et l'étalement d'une colonne de grains à l'aide d'un modèle numérique tenant compte à la fois des efforts du fluide sur les particules et des interactions entre les particules elles-mêmes. Quel que soit le régime fluide-grains considéré (sec, inertiel ou visqueux), nous remarquons que la distance d'étalement suit une loi de puissance avec le rapport d'aspect initial des colonnes identiquement à ce que montrent des travaux réalisés précédemment sans fluide. Cette étude met en évidence deux effets contraires du fluide : d'une part il dissipe l'énergie cinétique des grains par frottement visqueux durant la phase de chute et d'autre part, il facilite leur écoulement pendant la phase d'étalement en lubrifiant les contacts. La concurrence entre ces deux effets antagonistes explique pourquoi nous obtenons des distances d'étalement similaires en présence ou non de fluide malgré des cinétiques différentes.

## Abstract :

We investigate the effect of an ambient fluid on the dynamics of collapse and spread of a granular column simulated by means of the contact dynamics method interfaced with computational fluid dynamics. The runout distance is found to increase as a power law with the aspect ratio of the column, and, surprisingly, for a given aspect ratio and packing fraction, it may be similar in the grain-inertial and fluid-inertial regimes but with considerably longer duration in the latter case. We show that the effect of fluid in viscous and fluid-inertial regimes is to both reduce the kinetic energy during collapse and enhance the flow by lubrication during spread. Hence, the runout distance in a fluid may be below or equal to that in the absence of fluid due to compensation between those effects.

**Mots clefs :** Milieux granulaires immergés, instabilité gravitaire, distance d'arrêt

## 1 Introduction

Dans la nature, un grand nombre de phénomènes impliquent la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire dense dans une phase liquide. Les coulées de boues, les avalanches sous-marines ou encore les coulées de débris sont des exemples de ces aléas naturels potentiellement destructeurs caractérisés par la mise en mouvement d'une collection dense de particules de taille et de forme variables (morceaux de roches, sable, poussières...) en présence d'eau [4, 8, 11]. La prédiction des distances parcourues par ces phénomènes géologiques et de leurs durées en fonction de la géométrie et de la composition des massifs déstabilisés est un défi majeur pour la gestion des risques environnementaux. La présence d'un fluide interstitiel change profondément le comportement mécanique d'un milieu granulaire. Dans les milieux secs, la rhéologie est gouvernée par l'inertie des grains et par les contraintes liées au réseau de contacts. En présence d'un fluide, d'autres effets liés à l'inertie et à la viscosité du fluide viennent s'ajouter. Un fluide interstitiel peut ainsi s'opposer à la mise en mouvement d'un milieu granulaire en développant des pressions négatives dans l'espace poral et retarder le déclenchement

d’une avalanche [4, 12, 15]. A l’inverse, un fluide peut également faciliter les déplacements relatifs des grains en lubrifiant les contacts entre eux [9]. Dans cet article, nous présentons une série de simulations numériques en 2D qui a pour but de quantifier l’importance relative de l’inertie des grains, du fluide et des effets visqueux sur la dynamique d’effondrement d’une colonne de grains sur un plan horizontal. Dans le cas sec, un grand nombre d’études expérimentales et numériques réalisées dans la même configuration ont déjà démontré que les distances d’étalement suivent une loi de puissance avec le rapport d’aspect (hauteur/largeur) initial des colonnes [1, 6, 7, 14]. Nous montrons ici que si le comportement du milieu en présence d’un fluide semble à première vue similaire à celui observé dans le cas sec, il implique cependant des mécanismes locaux complexes liés à l’inertie et à la viscosité du fluide.

## 2 Aspects numériques

Les simulations numériques ont été réalisées sur la base d’un modèle développé récemment qui couple une approche discrète de type Dynamique des Contacts [5, 10, 13] pour la phase granulaire avec une approche de type Éléments Finis pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Le couplage entre les deux approches est assuré par la méthode des domaines fictifs dont le principe est d’étendre le domaine fluide à celui des grains et de contraindre les zones fluides situées à l’intérieur des particules avec une condition de non glissement via des multiplicateurs de Lagrange [17]. Le choix du 2D pour ce type de configuration pose la question de la perméabilité du milieu lorsque les grains sont en contact. En effet, en 2D des portions de fluide peuvent être ”capturées” entre plusieurs particules sans aucune possibilité de communiquer avec le reste du domaine. Pour palier cet éventualité, nous avons permis aux grains de se déplacer sans interagir avec le fluide durant un court instant au début de chaque pas de temps. Cet artefact numérique permet ainsi d’appliquer les multiplicateurs de Lagrange seulement après que les grains se soient légèrement déplacés. Etant donné la taille des domaines considérés et la durée des phénomènes, les simulations présentées dans ce travail ont chacune duré plusieurs jours avec une version parallélisée du code tournant sur plusieurs dizaines de processeurs. Les vidéos des simulations sont disponibles à l’adresse suivante : [www.cgp-gateway.org/ref013](http://www.cgp-gateway.org/ref013).

Les échantillons granulaires sont composés de disques de diamètre moyen  $d = 10^{-3}m$  avec une faible dispersion en taille telle que  $\Delta d/d = 0.8$ . Les disques sont empilés sur une colonne de largeur  $R_0$  et de hauteur  $H_0$ . Le domaine fluide est un rectangle dont les dimensions varient entre  $150d \times 60d$  et  $300d \times 150d$ . Les grains sont parfaitement rigides (coefficients de restitution tangentiel et normal nuls). Le coefficient de friction entre les grains eux-mêmes et avec les parois est fixé à 0.3. La densité du fluide  $\rho_f$  est celle de l’eau  $\rho_{H_2O}$  et celle des grains est fixée à  $\rho_s = 2.6\rho_f$ , ce qui correspond approximativement à des débris de roche dans de l’eau. Pour chaque rapport d’aspect  $a = H_0/R_0$ , trois simulations ont été réalisées : une première sans aucun fluide, et deux autres avec un fluide pour deux viscosités différentes  $\eta = \eta_{H_2O}$  et  $\eta = 10^3\eta_{H_2O}$ . Les trois simulations correspondent respectivement aux régimes sec, inertiel et visqueux [2, 3]. Le nombre de Reynolds  $Re$  varie entre  $0.12 < Re < 1.26$  pour le régime visqueux et  $560 < Re < 2340$  dans le régime inertiel. La largeur initiale des colonnes est fixée à  $R_0 = 11.5d$  et nous avons fait varier  $a$  entre  $]0; 10]$ , le nombre maximum de grains étant égal à 1360 pour  $a = 10$ . Dans ce travail, nous nous intéressons uniquement à l’influence du rapport d’aspect initial des colonnes et des régimes fluide/grains sur les distances d’arrêt. Pour s’affranchir des effets liés à l’arrangement initial des grains (étudiés par ailleurs dans [15]), nous avons fixé la compacité des assemblages à  $\phi = 0.8$  dans toutes nos simulations. La masse  $m$  et le diamètre  $d$  des grains étant les seuls paramètres constants, nous avons adimensionné toutes les longueurs par  $d$ , les temps par  $\sqrt{d/g}$ , les vitesses par  $\sqrt{gd}$ , les énergies par  $mgd$  et les viscosités par  $m\sqrt{g/d}$ .

## 3 Dynamique d’effondrement

Les figures 1 (a), (b), (c) montrent l’effondrement et l’étalement des grains pour  $a = 8$  à divers instants dans les trois régimes fluide-grains considérés. On observe trois phases successives : 1) une phase de chute, dans laquelle les grains suivent une trajectoire verticale ; 2) une phase de glissement dans laquelle une partie des grains forment un tas sur lequel le reste des grains glisse ; 3) une phase d’étalement durant laquelle les grains se déplacent horizontalement jusqu’à l’arrêt total de l’écoulement. Ces trois

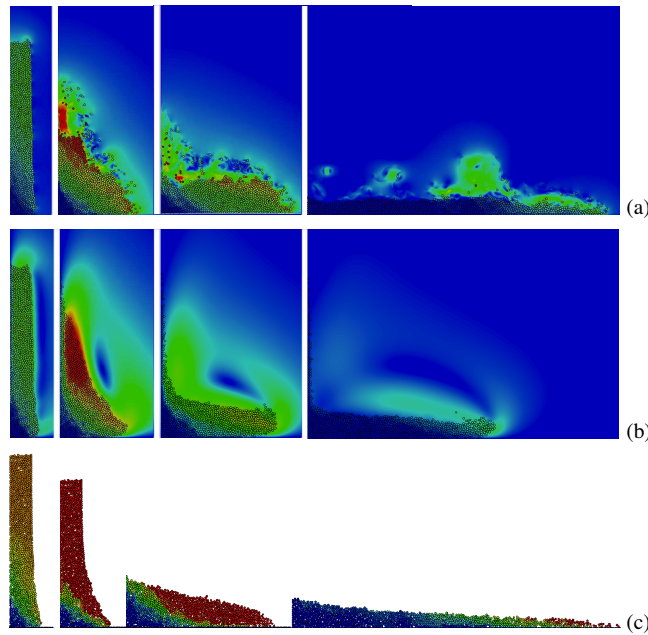


FIGURE 1 – Instants successifs de l’effondrement d’une colonne de grains d’aspect initial  $a = 8$  dans les régimes (a) inertiel; (b) visqueux et (c) sec. Les vitesses du fluide et des particules sont représentées en niveau de couleur.

phases (chute, glissement, étalement) sont clairement mis en évidence dans les figures 2 (a), (b), (c) où sont tracés conjointement les trajectoires des particules et les composantes verticale  $E_{cy} = \langle mv_y^2 \rangle$  et horizontale  $E_{cx} = \langle mv_x^2 \rangle$  de l’énergie cinétique moyenne par grain en fonction du temps. Durant la phase de chute  $E_{cy}$  augmente rapidement et  $E_{cx}$  reste négligeable. La phase de glissement est quant à elle caractérisée par le transfert de l’énergie cinétique accumulée verticalement vers la direction horizontale, ce qui correspond au laps de temps entre les deux pics d’énergie sur les courbes. Enfin, la phase d’étalement se traduit par la décroissance lente de  $E_{cx}$  depuis sa valeur maximale jusqu’à zéro. Pour les petits rapports d’aspect ( $a < 4$ ), aucune phase de chute n’est réellement observée et l’effondrement se fait alors en deux étapes : la déstabilisation de l’assemblage est tout d’abord initiée par la rupture d’un flanc selon une direction spécifique qui sert dans un second temps de plan de glissement au reste du milieu.

Les figures 3 (a) et (b) montrent respectivement les distances d’étalement normalisées  $(R_{stop} - R_0)/R_0$  et les durées d’avalanches  $t_{stop}$  en fonction de  $a$ . Nous observons un comportement similaire quel que soit le régime fluide-grains. Pour les petits rapports d’aspect ( $a < 4$ ), les distances d’arrêt augmentent linéairement telles que  $(R_{stop} - R_0)/R_0 = \lambda_1 a$  avec  $\lambda_1 \simeq 2.45$  dans les régimes sec et inertiel et  $\lambda_1 \simeq 1.21$  dans le régime visqueux. Pour les grands rapports d’aspects, les distances d’arrêt suivent une loi de puissance  $R_{stop} \propto \lambda_2 a^\alpha$  avec  $\alpha \simeq 0.6$  et  $\lambda_2 \simeq 4.3$  dans les régimes sec et inertiel et  $\alpha \simeq 0.87$  et  $\lambda_2 \simeq 1.5$  dans le régime visqueux. Nous notons que, de manière inattendue, les valeurs de  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\alpha$  dans les régimes sec et inertiel sont identiques à celles trouvées dans plusieurs études de la littérature réalisées dans le cas sec [1, 6, 7, 14]. Par ailleurs, le fait que les tendances obtenues soient identiques dans les cas sec et inertiel contredit à première vue l’observation selon laquelle les avalanches sous-marines parcourent généralement des distances plus longues que les glissement de terrains ”aériens” [8].

La transition entre petits rapports d’aspects et grands apparaît également pour les durées  $t_{stop}$  qui semblent augmenter linéairement mais avec deux pentes différentes selon la valeur de  $a$  (cf figure 3 (b)). A la différence des longueurs d’étalement, la figure 3 (b) montre que les durées d’avalanches  $t_{stop}$  sont significativement plus courtes dans le régime sec qu’en présence d’un fluide. Cependant, nous notons que  $t_{stop}$  n’augmente pas forcément avec la viscosité du fluide, puisque les temps d’avalanches dans le régime visqueux s’avèrent plus court que dans le régime inertiel.

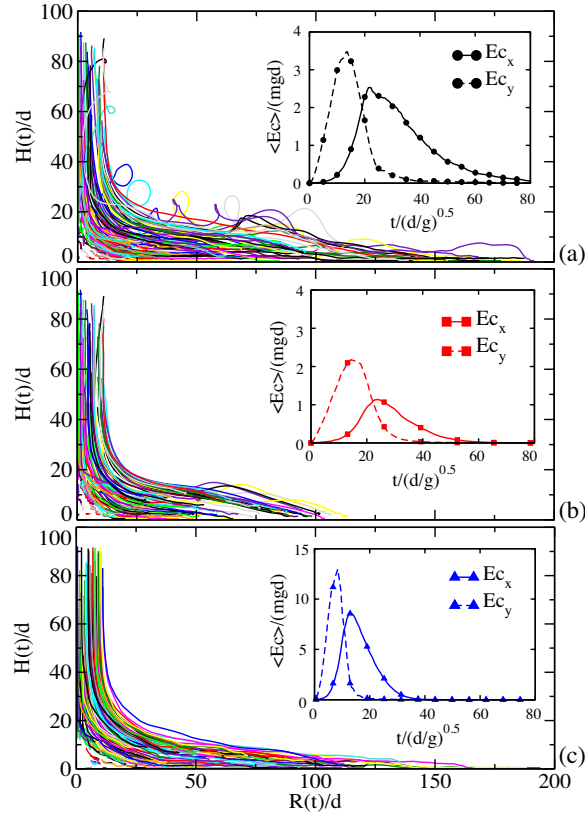


FIGURE 2 – Trajectoires des grains dans les régimes (a) sec ; (b) inertiel et (c) visqueux pour  $a = 8$ . Seulement 10% des trajectoires sont tracées. Les encarts montrent l'évolution des composantes verticale ( $y$ ) et horizontale ( $x$ ) de l'énergie cinétique moyenne des grains au cours du temps.

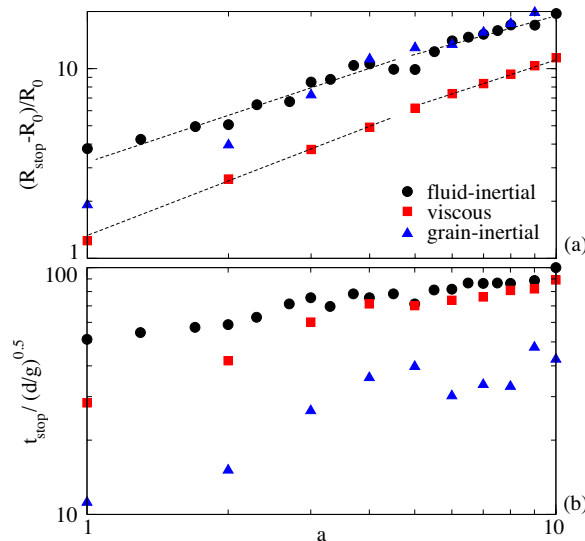


FIGURE 3 – Distances d'arrêt (a) et durées d'avalanche (b) en fonction du rapport d'aspect initial  $a$  des colonnes dans les trois régimes fluide-grains.

## 4 Dissipation visqueuse vs lubrification

L'effondrement des colonnes se caractérise donc comme la transformation de l'énergie potentielle initiale (reliée à  $H_0$ ) en un pic d'énergie cinétique  $E_{cx}^{max}$  qui contrôle par la suite l'étalement des grains sur le plan horizontal (cf fig.2). Il est ainsi possible d'analyser séparément la dépendance de  $E_{cx}^{max}$  en  $a$  d'une part et de  $R_{stop}$  en tant que fonction de  $E_{cx}^{max}$  d'autre part. Ces deux fonctions sont tracées pour toutes les simulations aux figures 4 (a) et (b).

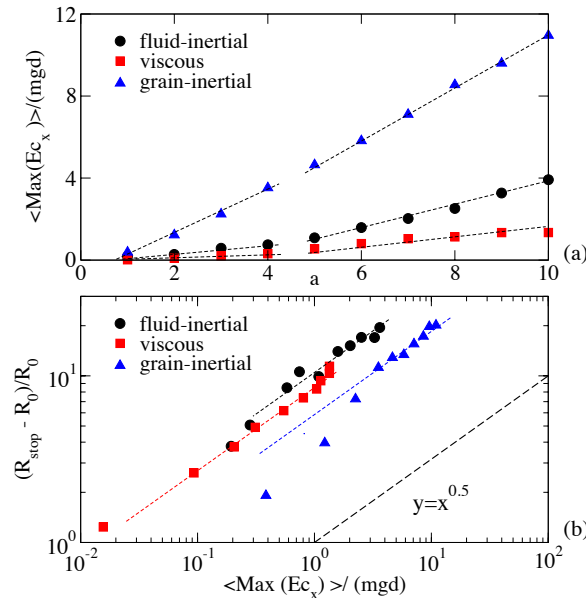


FIGURE 4 – (a) Valeur maximale de l'énergie cinétique horizontale moyenne par grain obtenue dans les différents régimes fluide-grains en fonction du rapport d'aspect  $a$ . (b) Distances d'arrêt normalisées en fonction du maximum de l'énergie cinétique horizontale moyenne par grain.

La figure 4 (a) montre que, quel que soit le régime fluide-grains considéré,  $E_{cx}^{max}$  augmente avec  $a$  avec une transition autour de  $a \simeq 4$ . De plus,  $E_{cx}^{max}$  est considérablement plus élevée dans le régime sec ce qui indique qu'en présence d'un fluide une part de l'énergie potentielle est dissipée par frottement visqueux lors de la chute des particules. La figure 4 (b) montre que quel que soit le régime, la distance d'arrêt suit une simple loi de puissance avec le maximum de l'énergie cinétique  $R_{stop} \propto (E_{cx}^{max})^\gamma$  avec  $\gamma \simeq 0.5$ . En comparant les distances d'arrêt obtenues dans les trois régimes, non pas pour un même aspect initial comme nous l'avons fait à la figure 3 (a), mais cette fois ci à un même niveau d'énergie  $E_{cx}^{max}$ , nous observons qu'elles présentent les valeurs les plus petites dans le régime sec, les plus élevées dans le régime inertiel et intermédiaires dans le régime visqueux. Le fluide semble donc lubrifier les contacts entre les particules et par conséquent fluidifier le mélange fluide-grains. Ces effets sont plus prononcés dans le régime inertiel où la viscosité est peu élevée, ce qui explique pourquoi les distances d'arrêt  $R_{stop}$  y sont plus élevées que dans le régime visqueux.

Les résultats de la figure 3 (a) peuvent être maintenant analysés à la lumière des figures 4 (a) et (b). Pour un même rapport d'aspect initial, les grains acquièrent le maximum d'énergie cinétique dans le régime sec du fait de l'absence de dissipation visqueuse pendant la phase de chute. Cette énergie est alors suffisamment élevée pour compenser la forte dissipation liée au frottement durant la phase de glissement et permet aux grains d'atteindre des distances d'arrêt  $R_{stop}$  au moins aussi longues que dans le régime inertiel. Dans le régime inertiel, les grains commencent à s'étaler avec une énergie cinétique initiale plus petite, mais dissipent moins d'énergie dans les frottements du fait de la lubrification des contacts. Dans le régime visqueux enfin, l'énergie cinétique disponible pour entamer la phase d'étalement est encore plus petite que dans le régime inertiel et la dissipation liée aux forces visqueuses est plus importante ce qui mène à des étalements beaucoup moins grands.

## 5 Conclusion

Dans cet article, nous avons simulé et analysé l'étalement d'une colonne de grains sur un plan horizontal en présence d'un fluide. Nous avons mis en évidence que le rôle du fluide dans les régimes inertiel et visqueux est à la fois de réduire l'énergie cinétique durant la phase de chute par frottement visqueux et de faciliter l'écoulement pendant l'étalement en lubrifiant les contacts. Nous avons ainsi montré qu'en combinant ces deux effets, il était possible pour une même géométrie initiale d'obtenir des distances d'étalement identiques avec et sans fluide [16].

## Références

- [1] N. J. Balmforth and R. R. Kerswell. Granular collapse in two dimensions. *J. Fluid Mech.*, 538 :399–428, 2005.
- [2] C. Cassar, M. Nicolas, and O. Pouliquen. Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of fluids*, 17(103301) :103301, 2005.
- [3] S. Courrech du Pont, P. Gondret, G. Perrin, and M. Rabaud. Granular avalanches in fluids. *Physical Review Letter*, 90 :044301, 2003.
- [4] M. Iverson, M. E. Reid, N. R. Iverson, R. G. LaHusen, M. Logan, J. E. Mann, and D. L. Brien. Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity. *science*, 290, 2000.
- [5] M. Jean, V. Acary, and Y. Monerie. Non-smooth contact dynamics approach of cohesive materials. *Philosophical Transactions of Royal Society London A*, 359 :2497–2518, 2001.
- [6] L. Lacaze and R. Kerswell. Axisymmetric granular collapse : a transient 3d flow test of viscoplasticity. *Physical Review Letter*, 102 :108305, 2009.
- [7] E. Lajeunesse, J. B. Monnier, and G. M. Homsy. Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of fluids*, 17 :2371, 2005.
- [8] F. Legros. The mobility of long-runout landslides. *Engineering Geology*, 63 :301 – 331, 2002.
- [9] B. Maury and A. Lefebvre-Lepot. *Discrete-element modeling of granular materials*, chapter Close interaction of immersed grains, pages 329–345. Iste-Wiley London, 2011.
- [10] J. J. Moreau. Some numerical methods in multibody dynamics : Application to granular materials. *European Journal of Mechanics A/Solids*, 4 :93–114, 1994.
- [11] K. D. Nguyen, S. Guillou, J. Chauchat, and N. Barbry. A two-phase numerical model for suspended-sediment transport in estuaries. *Advances In Water Ressources*, 32 :1187–1196, 2009.
- [12] M. Pailha, M. Nicolas, and O. Pouliquen. Initiation of underwater granular avalanches : influence of initial volume fraction. *Physics of fluids*, 20, 2008.
- [13] F. Radjai and V. Richefeu. Contact dynamics as a nonsmooth discrete element method. *Mechanics of Materials*, 41 :715–728, 2009.
- [14] L. Staron and E. J. Hinch. The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions. *Granular Matter*, pages 205–217, 2007.
- [15] V. Topin, F. Dubois, Y. Monerie, F. Perales, and A. Wachs. Micro-rheology of dense particulate flow : application to immersed avalanches. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166 :63–72, 2011.
- [16] V. Topin, Y. Monerie, F. Perales, and f. Radjai. Collapse dynamics and runout of dense granular materials in a fluid. *Physical Review Letter*, 109 :188001, 2012.
- [17] A. Wachs. PeliGRIFF, a parallel DEM-DLM/FD direct numerical simulation tool for 3D particulate flows. *Journal of Engineering Mathematics*, 38-1 :131–155, 2011.