

Effondrement granulaire immergé : Rôle de la fraction volumique solide initiale

L. Rondon^a, P. Aussillous^a, O. Pouliquen^a

a. Laboratoire IUSTI, UMR 6595 CNRS, Aix Marseille Université, 5 rue Enrico Fermi, 13465 Marseille cedex 13, France.

Résumé :

Nous étudions expérimentalement l'effondrement d'une colonne granulaire dans un liquide visqueux. Contrairement au cas sec, on montre que la morphologie des dépôts n'est principalement plus contrôlée par le rapport d'aspect initial du tas mais par la fraction volumique initiale de la masse granulaire. Deux régimes différents sont identifiés correspondant à l'empilement initialement lâche et dense. L'empilement lâche donne lieu à des dépôts minces et longs et la dynamique est rapide. Une surpression du liquide est mesurée en dessous de la colonne. Pour l'empilement dense, l'étalement final est deux fois moindre, le mouvement est lent et une dépression interstitielle est mesurée lors de l'écoulement. Ces observations suggèrent que la dynamique de l'effondrement granulaire dans un fluide est fortement affectée par le comportement de la dilatance ou contractance du milieu granulaire.

Abstract :

The collapse of a granular column in a viscous liquid is experimentally investigated. The morphology of the deposits is shown to be mainly controlled by the initial volume fraction of the granular mass and not by the aspect ratio of the pile, an observation which differs from dry granular collapse. Two different regimes are identified corresponding to initially loose and dense packing. Loose packing give rise to thin and long deposits, the dynamics being fast. A positive liquid pressure is measured below the column. For dense packing, the run out distance is twice less, the flow is slow and a negative pore pressure is measured during the flow. These observations suggest that the dynamics of the granular collapse in a fluid is strongly affected by the dilatancy or contractancy behaviour of the granular medium.

Mots clefs : fluide complexe ; suspension dense ; avalanche

1 Introduction

Dans la nature, les instabilités des pentes et des falaises sont des événements dramatiques pouvant mettre rapidement en mouvement de larges portions du sol. Cette masse mobile est alors largement composée de matériaux granulaires plongés dans un fluide interstitiel : un gaz pour les glissements de terrain ou les nuages de cendres, de l'eau pour les avalanches sous-marines, les boues argileuses et les écoulements de débris. Les événements catastrophiques et leur prédiction sont encore un défi et une des difficultés majeures est notre compréhension incomplète de la dynamique des écoulements granulaires. Face à la complexité de ces phénomènes géophysiques, de la mécanique mise en jeu, notre approche consiste à étudier les écoulements granulaires en laboratoire dans des configurations plus simples. Notre étude présentée ici suit cette approche et explore le rôle du couplage entre les grains et le fluide interstitiel pendant l'effondrement d'une masse de grains plongée dans un fluide.

L'effondrement d'une colonne granulaire, qui reproduit l'effondrement d'une falaise, a été beaucoup étudié dans le cas de matériau granulaire sec [4, 6, 5]. Le cas d'un effondrement en présence d'un fluide interstitiel a été moins étudié [1, 11]. Or le couplage entre les variations de fraction volumique du squelette granulaire (la dilatance) et le mouvement de l'eau peuvent grandement influencer la

dynamique. Il nous faut citer Iverson *et al.* [2, 3] pour la mise en évidence du mécanisme relatif à la dilatance propre aux matériaux granulaire connue en anglais comme "pore pressure feedback" [3, 10]. Plus récemment, en régime visqueux, une expérience à petite échelle a donné une analyse précise et quantitative de ce couplage entre les grains et le fluide [7]. Le rôle crucial de la fraction volumique solide initiale a été analysé en étudiant comment des couches fines de grains immergés dans un liquide commencent à couler quand leur plan de départ horizontal est brusquement incliné. Les dynamiques observées dans cette expérience peuvent être comprises théoriquement en utilisant les équations diphasiques [8, 9].

Le but de notre article est d'étudier comment le mécanisme de "pore pressure feedback" peut affecter l'effondrement d'une colonne de grains immergée. Notre expérience est une configuration de rupture de barrage dans un fluide visqueux, dans laquelle nous contrôlons la fraction volumique solide initiale. L'idée étant de voir comment l'effondrement d'une colonne dense diffère de celui d'une colonne lâche.

2 Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental est présenté dans la figure 1a. C'est une cuve en plexiglas de dimensions 70x15x15 cm, remplie d'un liquide. Le fond de la cuve est rendu rugueux par collage d'une couche de particules sur celui-ci. On isole un réservoir à une des extrémités pour le matériau granulaire par une porte qui peut glisser verticalement. Nous utilisons des billes de verre de masse volumique $\rho_s = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diamètre moyen $d = 225 \mu\text{m}$. Le liquide est un mélange d'eau et d'huile Ucon 75H90000 produite par Dow, un liquide visqueux et newtonien soluble dans l'eau. On utilise deux liquides : un de viscosité $\eta = 23 \text{ cP}$ et l'autre $\eta = 12 \text{ cP}$. Pour mesurer la pression de pore sous la colonne un trou de 3 mm de diamètre est percé à 2 cm du bord de la cuve. Ce trou est fermé par une grille métallique pour empêcher les grains passer. Ce trou est relié par un tube à un capteur de pression piézo-électrique différentiel.

Le protocole expérimental est le suivant. On prépare la colonne de grains mélangés au fluide dans le réservoir à la fraction volumique solide initiale moyenne désirée ϕ_i variant de 0.55 à 0.62 environ. L'erreur estimée pour ce paramètre dépend de la hauteur de la colonne, c'est-à-dire ± 0.013 pour $H_i = 2 \text{ cm}$ et ± 0.003 pour $H_i = 10 \text{ cm}$.

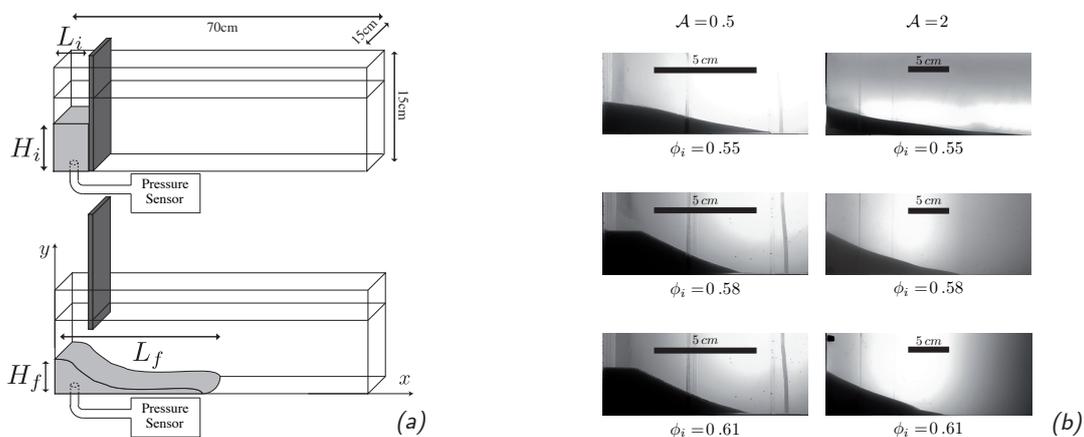


FIG. 1 – (a) Dispositif expérimental. (b) Dépôt pour $L_i = 4 \text{ cm}$ et $H_i = 2 \text{ cm}$, $\mathcal{A} = 0.5$ pour la colonne de gauche et $H_i = 8 \text{ cm}$, $\mathcal{A} = 2$ pour la colonne de droite.

La porte est ensuite rapidement retirée à la main, nous avons vérifié que le mouvement de la porte affecte peu ou pas la dynamique de l'effondrement. Dans le même temps, en observant par le dessus l'avalanche nous ne constatons aucune variation transverse, les effets de paroi sont négligeables. La dynamique de l'effondrement est enregistrée par le côté au moyen d'une caméra vidéo à 30 images par seconde avec une résolution de 1920x1080 pixels. La pression de pore sous le tas est enregistrée à 50 Hz avec une carte d'acquisition.

Afin de comprendre le rôle des différents paramètres, nous avons fait varier la hauteur initiale H_i , la largeur L_i , la viscosité du fluide η , la fraction volumique solide initiale moyenne ϕ_i . Dans notre étude le rapport d'aspect initial $\mathcal{A} = \frac{H_i}{L_i}$ varie de 0.33 à 4.55.

3 Morphologie du dépôt

Dans cette partie nous exposons nos observations sur la forme finale du dépôt. Nous montrons que contrairement au cas sec, le paramètre pertinent n'est plus \mathcal{A} mais ϕ_i .

3.1 Deux formes finales : triangulaire et trapézoïdale

Sur la figure 1b qui regroupe les photos des dépôts finaux pour $\mathcal{A} = 0.5$ et $\mathcal{A} = 2$, et $\phi_i = 0.55, 0.58, 0.61$, nous n'observons que deux formes finales pour les avalanches après une rupture de barrage : soit une forme trapézoïdale dans le cas où $\mathcal{A} = 0.5$ et $\phi_i = 0.58$ ou 0.61 , soit, grossièrement, une forme triangulaire dans tous les autres cas. Pour la suite nous ne considérons que le cas où la forme finale de l'avalanche est, en première approximation, triangulaire.

Nous voyons dans un deuxième temps sur la figure 1b que l'angle du triangle final $\alpha = \arctan \frac{H_f}{L_f}$ dépend de ϕ_i . Nous allons étudier quantitativement cette dépendance dans le paragraphe suivant.

3.2 Angle de dépôt

Les nombreuses études faites dans le cas sec [4] montrent une dépendance de l'angle final de dépôt par rapport à \mathcal{A} . Nous voyons sur la figure 2a, que même si α décroît avec \mathcal{A} , il y a une forte différence entre le cas lâche et le cas dense : pour le cas lâche, les valeurs de α varient entre 0.1 et 0.25 alors que dans le cas dense elles varient entre 0.35 et 0.4.

En conséquence nous avons tracé sur la figure 2b, α en fonction de ϕ_i . Nous voyons sur cette figure, dispersion des mesures mise à part, une tendance claire. La tangente de l'angle de la forme finale du tas $\tan \alpha = \frac{H_f}{L_f}$ croît avec ϕ_i de 0.15 pour saturer autour de 0.35, qui correspond à la tangente de l'angle de repos.

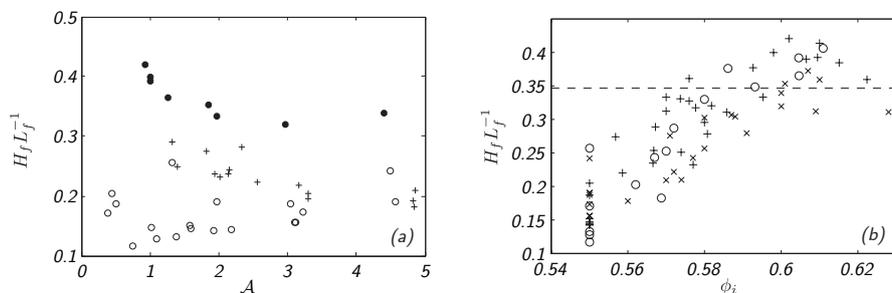


FIG. 2 – (a) Pente apparente $\frac{H_f}{L_f}$ en fonction de \mathcal{A} pour $\phi_i = 0.55$ (o), $\phi_i = 0.60$ (●) et sec[4] (+). (b) Pente apparente $\frac{H_f}{L_f}$ en fonction de ϕ_i pour les dépôts triangulaires et différents rapports d'aspects $L_i = 2$ cm (\times), $L_i = 4$ cm (+), $L_i = 6$ cm (o).

Ainsi la valeur de la fraction volumique solide initiale moyenne ϕ_i de la colonne, détermine, la valeur de la pente α . Nous allons maintenant voir ce qu'il en est de la dynamique de l'avalanche.

4 Dynamique

Nous avons représenté sur la figure 3, la superposition des profils d'avalanches au cours du temps. Dans le cas dense (fig. 3a), les profils sont tracés toutes les 3 secondes : la dynamique est lente, le coin supérieur droit s'érodant lentement et on voit que l'écoulement est très localisé juste après l'ouverture de la porte. De plus, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la distance parcourue par l'avalanche est faible. En revanche dans le cas lâche (fig. 3b), les profils sont tracés toutes les

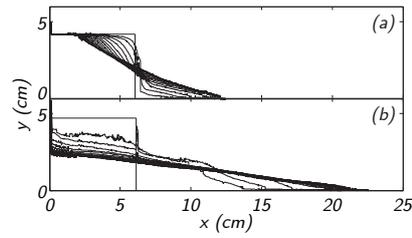


FIG. 3 – Effondrement pour une colonne dense et lâche contenant la même masse de grain et ayant le même rapport d’aspect $\mathcal{A} \simeq 0.67$. (a) $\phi_i = 0.60$, $L_i = 6$ cm, $H_i = 4.2$ cm ; (b) $\phi_i = 0.55$, $L_i = 6$ cm, $H_i = 4.8$ cm.

secondes. Nous observons que l’écoulement est beaucoup plus rapide, mettant en jeu une dynamique radicalement différente car c’est tout le tas qui est mobilisé dès l’ouverture de la porte.

Ces constatations préliminaires simples suggèrent fortement que la fraction volumique solide initiale moyenne ϕ_i est un paramètre crucial contrôlant la dynamique de l’écoulement. Nous allons voir de manière quantitative comment il influe sur le temps d’écoulement et sur la pression de pore.

4.1 Temps de déplacement du front

Du fait des faibles écoulements locaux, il est difficile d’observer l’arrêt total des écoulements. Nous définissons un temps d’écoulement t_{95} , temps que met le front de l’avalanche pour parcourir 95% de son déplacement total. Nos données se recourent au mieux quand nous choisissons comme temps caractéristique $t_0 = 100\eta/\Delta\rho g H_i$. Ce temps est obtenu en équilibrant les contraintes de la gravité dues au poids apparent, $\Delta\rho g H_i$ avec les contraintes visqueuses $\eta_{eff}\dot{\gamma}$ où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement et η_{eff} est la viscosité effective. Nous la prenons égale à 100η ce qui correspond en ordre de grandeur aux précédentes études sur la rhéologie des écoulements granulaires immergés. Ainsi $\dot{\gamma} \sim \frac{\Delta\rho g h}{\eta_{eff}}$. Or le temps caractéristique t_0 est le temps nécessaire à une déformation d’ordre un, c’est-à-dire que $t_0 = \dot{\gamma}^{-1}$.

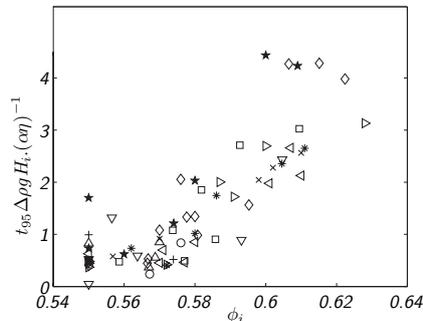


FIG. 4 – t_{95}/t_0 en fonction de ϕ_i . On présente deux jeux de mesures pour deux viscosités du fluide : $\eta = 12$ cP, $\mathcal{A} = 0.37$ (●), $\mathcal{A} = 0.74$ (Δ), $\mathcal{A} = 1.03$ (*), $\mathcal{A} = 1.33$ (∇), $\mathcal{A} = 1.98$ (◁), $\mathcal{A} = 3.05$ (▷), $\mathcal{A} = 4.55$ (★) ; $\eta = 23$ cP, $\mathcal{A} = 0.52$ (+), $\mathcal{A} = 0.78$ (o), $\mathcal{A} = 0.99$ (×), $\mathcal{A} = 1.51$ (□), $\mathcal{A} = 1.97$ (◇).

En utilisant ce temps caractéristique t_0 , on trace sur la figure 4, t_{95}/t_0 en fonction de ϕ_i . On voit que pour $\phi_i \lesssim 0.58$ le temps adimensionné d’écoulement est $t_0/2$ indépendamment de ϕ_i . Pour les cas plus denses, ce temps adimensionné dépend fortement de ϕ_i et il croît de $t_0/2$ jusqu’à $4t_0$ lorsque ϕ_i augmente de 0.58 à 0.62. Nous pouvons en conclure que le temps d’effondrement est également principalement contrôlé par la fraction volumique solide initiale.

4.2 Pression

Les signaux de pression de pore enregistrés à la base de la colonne au cours du temps permettent eux aussi de mettre en évidence une différence entre les cas denses et lâches. Pour chaque expérience, nous avons extrait de ces signaux les valeurs extrêmes. Ces valeurs de pression sont adimensionnées par la contrainte caractéristique $\Delta\rho g H_i$ et reportées sur la figure 5 en fonction de ϕ_i .

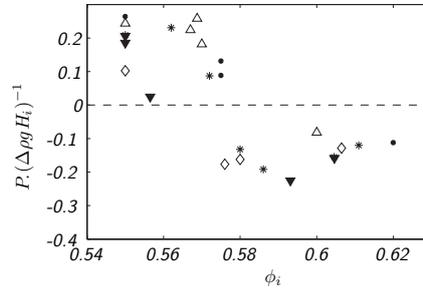


FIG. 5 – Extremum de la pression de pore adimensionnée en fonction de ϕ_i ; $\mathcal{A} = 1.97$ et $\eta = 12$ cP (\bullet), $\mathcal{A} = 0.37$ et $\eta = 24$ cP (\diamond), $\mathcal{A} = 0.74$ et $\eta = 24$ cP (\blacktriangledown), $\mathcal{A} = 1.03$ et $\eta = 24$ cP (\triangle), $\mathcal{A} = 1.33$ et $\eta = 24$ cP (*).

Nous voyons sur cette figure qu’une transition se fait autour de $\phi_i \simeq 0.58$, séparant une région où on mesure une surpression et une autre où on mesure une dépression. La surpression, mesurée dans le cas lâche, signifie qu’une partie du poids des grains est portée par le fluide. On peut noter que le maximum de pression observé correspond à 0.2 c’est-à-dire 20% de la masse totale des grains. Les dépressions mesurées pour les cas denses sont du même ordre de grandeur. Cela correspond au fait que le fluide est aspiré à l’intérieur du squelette granulaire, amenant une contrainte de confinement supplémentaire. Ces mesures de pression sont des preuves solides que la différence de dynamique entre cas dense et lâche provient du couplage entre la déformation du squelette granulaire et le fluide.

5 Conclusions

Dans ce papier nous avons présenté des résultats expérimentaux sur l’effondrement d’une colonne de grains immergée dans un liquide visqueux. Nous avons montré que la forme du dépôt dépend fortement de la fraction volumique solide initiale du matériau et varie à peine avec le rapport d’aspect initial. Deux comportements ont été identifiés correspondant aux régimes dense et lâche. Les empilements lâches coulent rapidement en un temps caractéristique proportionnel à la hauteur initiale de la colonne. Ils donnent des dépôts finaux allongés avec une pente qui décroît avec la fraction volumique. En revanche, les empilements denses coulent de façon beaucoup plus lente en un temps caractéristique qui augmente avec la fraction volumique solide initiale. L’angle final est à peu près constant et correspond grossièrement à l’angle de repos du matériau.

La transition entre les deux régimes semble apparaître autour d’une fraction volumique critique égale à 0.58. Le rôle de la fraction volumique solide initiale observé pour un effondrement visqueux peut se comprendre avec la boucle de rétroaction due à la pression de pore proposée par Iverson [3, 10] dans le contexte des glissements de terrain. La colonne dense doit se dilater avant de couler. Quand elle démarre, le liquide est aspiré à l’intérieur ce qui la stabilise en créant une pression de confinement supplémentaire. A l’opposé, lorsque la colonne lâche commence à bouger, le liquide est expulsé, fluidisant ainsi en partie le matériau. Nos mesures de la pression de pore sous la colonne montrent une surpression (respectivement une dépression) dans le cas lâche (respectivement dense), sont une preuve de ce mécanisme. Dépasser cet argument qualitatif et simuler la dynamique d’un effondrement granulaire dans un liquide reste un problème ouvert. Une approche basée sur un modèle diphasique moyenné dans l’épaisseur développé par Pailha *et al.* [8] pour le cas des avalanches uniformes pourrait être un cadre de travail pertinent.

Références

- [1] Bonnet, F., Richard, T., Philippe, P. 2010 Sensitivity to solid volume fraction of gravitational instability in a granular medium *Granular Matter* **12**, 317
- [2] Iverson, R.M. 1997 The physics of debris flows *Rev. Geophys.* **35**, 245
- [3] Iverson, R.M., Reid, M.E., Iverson, N.R., LaHusen, R.G., Logan, M., Mann, J.E., Brien, D.L. 2000 Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity *Science* **290**, 513
- [4] Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J.P. 2004 Spreading of a granular mass on a horizontal plane *Phys. Fluids* **16**, 2371 (2004).
- [5] Lajeunesse, E., Monnier, J., Homsy, G. 2005 Granular slumping on a horizontal surface *Phys. Fluids* **17**, 103302
- [6] Lube, G., Huppert, H., Sparks, R. 2004 Axisymmetric collapses of granular columns *J. Fluid Mech.* **508**, 175
- [7] Pailha, M., Nicolas, M., Pouliquen, O. 2008 Initiation of underwater granular avalanches : Influence of the initial volume fraction *Phys. Fluids* **20**, 111701
- [8] Pailha, M., Pouliquen, O. 2009 A two-phase flow description of the initiation of underwater granular avalanches *J. Fluid Mech.* **633** 115
- [9] Pitman, E.B., Le, L. 2005 A two-fluid model for avalanche and debris flows *Phil. Trans. R. Soc. A* **363**, 1573
- [10] Schaeffer, D.G., Iverson, R.M. 2008 Steady and intermittent slipping in a model of landslide motion regulated by pore-pressure feedback *SIAM J. Appl. Math* **69**, 769
- [11] Thompson, E., Huppert, H. 2007 Granular column collapses : further experimental results *J. Fluid Mech.* **575**, 177