

Dynamique d'avalanches sous-marines en cellule de Hele-Shaw

Delphine Doppler, Thomas Loiseleux, Philippe Gondret & Marc Rabaud

Lab FAST, UMR 7608, CNRS, Univ Paris-Sud, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6
Bât. 502, F-91405 Orsay, France.
delphine.doppler@univ-lyon1.fr

Résumé :

En inclinant un milieu granulaire immergé au-delà de son angle de stabilité, on provoque une avalanche. La durée de cette avalanche dépend de la taille du tas, et de la taille des grains et nous obtenons des avalanches pouvant durer plus de 8 heures ! Par contre la surface de chaque avalanche reste plate et l'angle du tas évolue en temps sur une portion d'une courbe unique. Des mesures par PIV (vélocimétrie par image de particules) donnent la vitesse des grains en paroi et montrent que l'avalanche démarre en quelques secondes seulement avant d'évoluer vers une lente relaxation de l'angle du tas. Une modélisation de l'écoulement par un coefficient de friction dépendant du cisaillement adimensionné permet de retrouver l'essentiel des résultats.

Abstract :

Avalanches are triggered by tilting an immersed granular medium beyond its maximum stability angle. The duration of these avalanches depends on the pile length, the grain size and it is possible to observe avalanches lasting for more than 8 hours. During these avalanches, the surface of the avalanche remains flat and the pile angle evolves with time by following a part of a main curve. Grain velocity at the wall obtained by PIV measurements show that the avalanche quickly starts within a few seconds and then leads to a slow relaxation of the pile angle. Such a quasi-steady flow is modelled using a friction coefficient which depends on the dimensionless shear rate and this modeling predicts quantitatively most of the experimental results.

Mots-clefs :

granulaires immergés, avalanche

1 Description des expériences

1.1 Dispositif

Le dispositif représenté sur la figure 1 consiste en une cellule de Hele-Shaw d'épaisseur b , de longueur $L = 128$ cm et de hauteur $h = 18$ cm, posée sur la tranche et reliée à une pompe hydraulique qui permet d'imposer un écoulement d'eau dans le canal. La cellule est à moitié remplie de billes de verre quasi monodisperses de diamètre inférieur au millimètre, immergées dans l'eau. L'ensemble peut être incliné dans son plan jusqu'à 60° de part et d'autre de l'horizontale, à une vitesse d'environ $10^\circ/s$. Deux largeurs de canal ($b = 2$ mm et $b = 5$ mm) et deux diamètres de billes ($d = 132 \pm 12 \mu\text{m}$ et $d = 360 \pm 40 \mu\text{m}$) ont été utilisés.

1.2 Expériences menées

Avant chaque expérience, un lit plat est préparé en inclinant successivement le canal d'un côté et de l'autre de façon à déclencher des avalanches sur forte pente alternativement dans un sens et dans l'autre. Après repos, le canal est ensuite incliné par rapport à l'horizontale d'un angle β_0 supérieur de quelques degrés au-dessus de l'angle de démarrage de l'avalanche β_c . Les particules s'écoulent alors sous forme d'une avalanche dense à la surface d'un lit statique érodable, pendant plusieurs minutes voire plusieurs

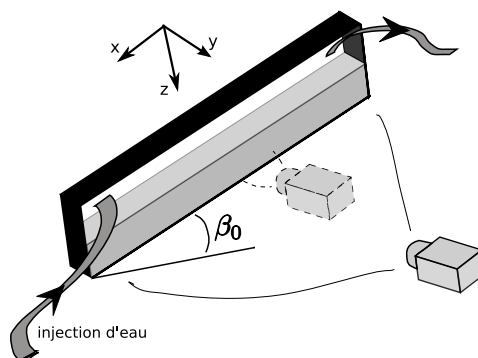


FIG. 1 – Schéma de la cellule de Hele-Shaw et des caméras embarquées, le tout incliné d'un angle β_0 par rapport à l'horizontale.

heures. Au cours de ces avalanches qui se placent dans le régime visqueux décrit par Courrech *et al.* (2003a), la dilatation du tas est faible et les billes restent en contact : il n'y a pas de remise en suspension des particules. Le canal étant fermé, les billes sont arrêtées par la paroi inférieure et s'y accumulent, tandis que la portion amont du lit s'érode progressivement. On observe que le lit reste plat et que la pente moyenne du lit par rapport à l'horizontale $\beta(t)$ diminue au cours du temps.

1.3 Mesures effectuées

Ces écoulements sont observés en paroi, par caméra numérique. Une caméra classique est dédiée à l'étude du comportement global du lit de grain. Des images du lit entier sont acquises à fréquence faible (1 image/s) puis traitées pour extraire l'évolution temporelle de l'angle de la surface granulaire par rapport à l'horizontale. Le flux granulaire, en milieu de canal et moyenné sur la largeur de la cellule, est calculé par la conservation de la masse $q_\beta = -(bL^2/8) d\beta/dt$.

Une caméra rapide (500 images/s) est employée ponctuellement. Son champ est centré sur une portion du lit (≈ 1 cm) située à mi-longueur du canal, de façon à pouvoir distinguer les particules proches de la paroi latérale. De courtes séquences sont enregistrées à certains instants de l'avalanche et des méthodes de corrélation d'images (PIV) sont appliquées pour extraire le champ de vitesse des grains en paroi. Le profil de vitesse longitudinale est obtenu en moyennant temporellement et spatialement le champs de vitesse sur 40 images consécutives.

2 Résultats expérimentaux pour $d = 132\mu\text{m}$ et $b = 2$ mm

2.1 Evolution de la pente du lit

Des expériences sont réalisées pour différentes inclinaisons initiales β_0 (Doppler *et al.* (2007)). Les mesures montrent que la pente du tas décroît lentement au cours du temps, de façon non linéaire. Cette évolution prend fin lorsque l'avalanche s'arrête, pour des valeurs comprises dans la fourchette d'angle de repos $\beta_r = 29 \pm 1^\circ$ mesuré indépendamment de ces expériences.

Le taux d'évolution $-d\beta/dt$ est assez bien corrélé avec la pente du tas β , les données sont donc rassemblées par gammes d'angle de largeur 0.5° , et les valeurs moyennes sont reportées sur la figure 2, la barre d'erreur correspondant à l'écart type. Les données montrent que $-d\beta/dt$, et donc q_β , sont contrôlés par la pente β . De plus, ces deux grandeurs augmentent non linéairement avec la pente au-delà de β_r .

Pour compléter ces observations, l'étude expérimentale du champ de vitesse des grains en paroi au centre

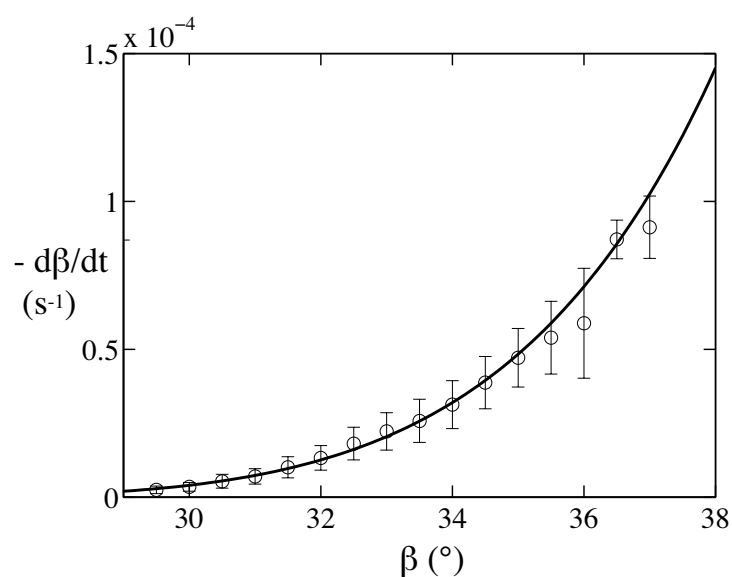


FIG. 2 – Taux moyen d'évolution de la pente $d\beta/dt$ en fonction de l'angle β . La courbe correspond au meilleur ajustement par le modèle complet (voir par. 3.2).

du canal est présentée dans le paragraphe suivant.

2.2 Champ de vitesse en paroi

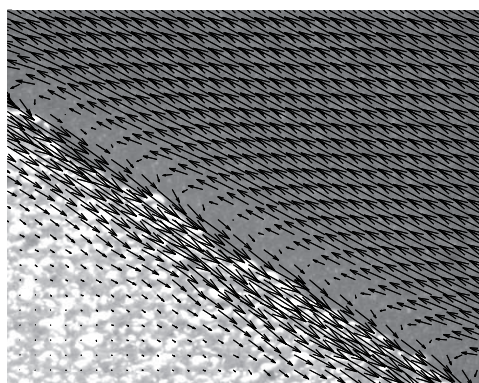


FIG. 3 – Photo prise dans le référentiel du laboratoire au cours d'une avalanche en présence d'un contre-écoulement d'eau forcé (les reflets de l'éclairage sur les grains apparaissent en blanc). Les flèches noires figurent les champs de vitesse dans l'écoulement d'eau et dans les grains situés en paroi ($d = 360\mu m$, $\beta = 33^\circ$).

Un exemple de champ de vitesse obtenu pour des billes de diamètre $d = 360\mu m$ et en présence d'un contre-écoulement d'eau forcé, est présenté sur la figure 3. Sur cette figure, les billes de verre situées en paroi apparaissent en blanc et l'eau laisse transparaître le fond noir placé en arrière du canal. D'après le champ de vitesse du milieu granulaire en paroi, la vitesse des grains est élevée à l'interface entre grains et eau, puis diminue quand on descend dans la profondeur de grains, perpendiculairement à la surface de l'avalanche. Ceci montre qu'une couche granulaire d'épaisseur plusieurs diamètres de grains s'écoule au-dessus d'un tas statique.

En outre, pour cette expérience, l'eau a étéensemencé de traceurs isodensité de façon à visualiser également le champ de vitesse dans l'écoulement d'eau au-dessus du milieu granulaire. Les mesures reportées sur la figure 3 montrent que juste au-dessus de l'interface entre grains et eau, l'eau s'écoule à une vitesse proche de celle des grains à la surface de l'avalanche. L'avalanche apparaît donc comme un phénomène collectif pour lequel grains et eau s'écoulent ensemble.

Dans la suite, les mesures quantitatives par PIV du profil de vitesse des grains en paroi ont toutes été réalisées pour les billes de plus petit diamètre ($d = 132\mu\text{m}$), en l'absence d'écoulement d'eau forcé. Des mesures effectuées à plusieurs instants au cours d'une avalanche montrent que les particules accélèrent pendant environ 5 secondes, puis leur vitesse décroît lentement, à mesure que la pente du tas diminue, avec un temps caractéristique bien supérieur au temps d'accélération initial. On en conclut que le régime d'avalanches observé est quasistationnaire.

Les résultats montrent qu'outre la vitesse des grains, la profondeur mobilisée et le flux de grains en paroi décroissent avec β . En particulier, la profondeur mobilisée h dépend linéairement de $\tan \beta$, comme cela a été observé pour des écoulements stationnaires de granulaires secs en canal (Jop *et al.* (2005)).

Un modèle adapté des développements récents en rhéologie des milieux granulaires est testé dans la partie suivante.

3 Modélisation de l'avalanche quasistationnaire

3.1 Rhéologie employée

Le modèle développé est un modèle 1D, moyenné dans la largeur du canal (Doppler *et al.* (2007)). La variable d'espace est la profondeur z comptée nulle à partir de la surface granulaire.

Le milieu granulaire est modélisé par un milieu continu présentant une rhéologie de type friction solide, avec un coefficient de friction $\mu(I)$ qui dépend du cisaillement local adimensionné $I(z)$. Cette approche a permis de modéliser certaines caractéristiques globales des écoulements stationnaires de granulaires secs dans différentes configurations modèles (GDR MiDi (2004)) et elle a été ensuite adaptée aux écoulements minces sur plan incliné non érodable de milieux granulaires immergés dans un liquide (Cassar *et al.* (2005)). La loi expérimentale qui se dégage de ces travaux est :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_m - \mu_s}{1 + I_0/I}$$

Le transfert de contraintes vers les parois par le squelette granulaire implique la présence de friction solide aux parois s'opposant à l'action motrice de la gravité (Jop *et al.* (2005)). Un terme de frottement dans la direction parallèle à la surface granulaire est alors ajouté avec un coefficient de friction μ_w constant.

Enfin, les contraintes dues au fluide en surface sont négligées. Par conséquent, la présence de liquide interstitiel n'intervient que dans le temps caractéristique d'adimensionnement du cisaillement $I = \tau_v dv/dz$. Ce temps τ_v correspond à la durée de chute d'un grain entre deux voisins, sur son diamètre, sous le poids des particules surplombantes, minoré de la force d'Archimède et de la force de traînée dans le fluide interstitiel. Dans le régime visqueux correspondant aux expériences, on considère une force de traînée visqueuse s'exerçant sur un milieu poreux de compacité $\phi = 0.55$ supposée constante. Pour un fluide de viscosité η , un milieu poreux de perméabilité αd^2 et une différence de densité entre fluide et particules $\Delta\rho$, en notant g la constante de gravité, ce temps s'exprime sous la forme $\tau_v = \eta/(\alpha\phi\Delta\rho g z \cos \beta)$.

3.2 Calcul de la loi d'évolution $\beta(t)$

L'avalanche se présentant comme un phénomène quasistationnaire, les termes inertiels sont négligés et l'équilibre local d'une couche de grains sous l'action de la gravité et des forces de friction s'écrit

finalement après simplifications :

$$0 = \tan \beta - \mu_w \frac{z}{b} - \mu(I(z)) \quad (1)$$

L'équation (1) est similaire à celle obtenue par Jop *et al.* (2005) pour des écoulements stationnaires secs en canal, au calcul de I près. Ce modèle est valable pour z variant de 0 à h , h correspondant à la profondeur finie pour laquelle $I(h) = 0$. L'épaisseur coulante h vérifie donc $\mu_w h/b = \tan \beta - \mu_s$, et le milieu ne s'écoule pas au-delà de cette profondeur.

Le profil de vitesse est calculé en intégrant entre z et h l'équation 1, puis le flux $q_\beta(\beta)$ est obtenu par intégration du profil. L'évolution temporelle de la pente est ensuite reconstruite par itération en calculant à chaque pas de temps le flux, le décrétement de pente associé et la nouvelle valeur de la pente $\beta(t + dt)$. Quatre paramètres caractéristiques du matériau granulaire interviennent dans ce modèle. Les valeurs des coefficients de friction sont déterminés à partir de l'ajustement linéaire des données sur l'épaisseur de la couche mobilisée issues des mesures de PIV : $\mu_w \approx 0.37$ et $\mu_s \approx 0.43 \pm 0.05$. Le produit $\alpha I_0 = 10^{-2}$ est pris identique à celui de Cassar *et al.* (2005), et $\mu_m = 1$ est choisi de façon à ajuster au mieux les données de la figure 2. Les valeurs trouvées sont proches des valeurs rencontrées dans la littérature.

Analytiquement, une loi approchée d'évolution de β est extraite à partir du développement limité du flux $q_\beta \propto (\tan \beta - \mu_s)^4$:

$$\tan \beta(t) \simeq \mu_s + \left(\frac{\tau_c}{t + \tau_d(\beta_0)} \right)^{1/3} \quad (2)$$

Le temps $\tau_d(\beta_0)$ représente le décalage temporel à appliquer aux courbes d'angle de démarrage β_0 pour les faire coïncider avec une portion de la courbe maîtresse qui démarre à $\arctan \mu_m = 45^\circ$. Le temps caractéristique d'évolution de l'avalanche τ_c dépend à la fois de la géométrie du canal (largeur, longueur), des caractéristiques physiques des matériaux (viscosité, densité, coefficients de friction) mais de façon surprenante pas du diamètre des billes. On trouve :

$$\tau_c = \frac{\mu_w^3 (\mu_m - \mu_s) L^2 \overline{\cos \beta} \eta}{2b^3 \alpha I_0 \phi \Delta \rho g}, \quad \tau_d(\beta_0) = \frac{\tau_c}{(\tan \beta_0 - \mu_s)^3}. \quad (3)$$

3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Afin de tester ces dépendances, des expériences ont été menées pour une autre largeur de canal et un autre diamètre de billes. La figure 4 montre que l'ensemble des données se rassemble sur une courbe unique à condition toutefois de considérer un coefficient de friction statique μ_s différent pour chaque avalanche. La valeur de μ_s est ajustée pour chaque expérience, et on observe que les valeurs obtenues sont centrées sur des valeurs moyennes qui dépendent du couple (b, d) , comme cela est également observé pour les angles de repos. Les autres paramètres n'ont pas à être modifiés.

Comme on peut le voir sur la figure 4, l'accord entre les lois d'évolution théoriques (exacte ou approchée) et les expériences est plutôt bon, alors qu'il existe un facteur 16 pour les temps caractéristiques τ_c lorsque la largeur b du canal passe de 2 mm à 5 mm.

Si la dynamique d'écoulement des avalanches denses quasistationnaires semble donc bien décrite par ce modèle, la transition solide/liquide caractéristique des milieux granulaires n'est pas correctement décrite. En effet, le modèle prédit un écoulement jusqu'à un angle $\arctan \mu_s = 23^\circ$ bien inférieur aux valeurs de l'angle de repos observées expérimentalement. Or l'angle de repos évolue avec le diamètre et la largeur de la cellule par effets de parois (Courrech *et al.* (2003b)) : on observe par conséquent que le diamètre des grains influence la durée totale de l'avalanche (Doppler *et al.* (2007)).

4 Conclusion

Des expériences menées en cellule de Hele-Shaw ont permis de montrer qu'un tas granulaire immergé dans l'eau et porté fortement hors d'équilibre relaxe vers son angle de repos par l'intermédiaire

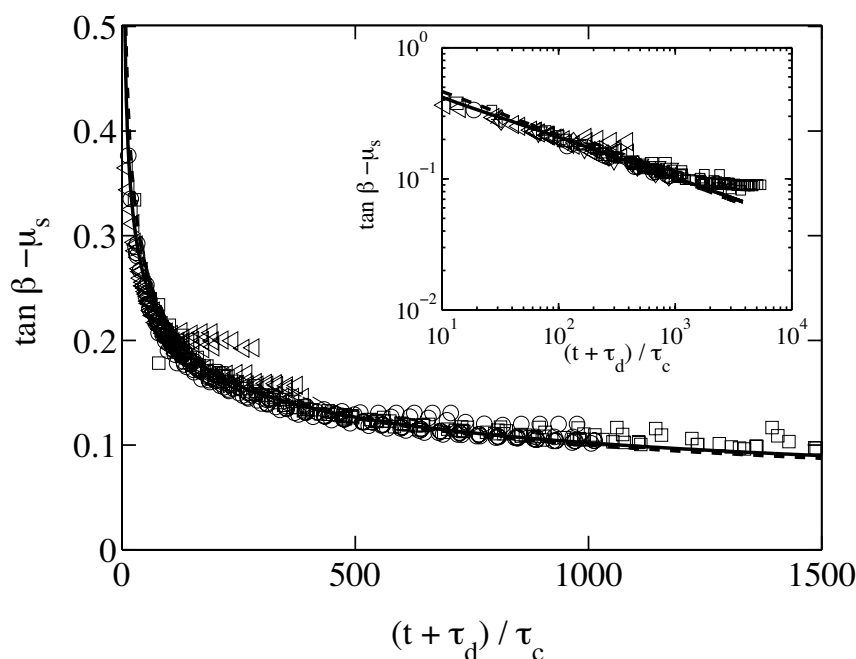


FIG. 4 – Représentation adimensionnée de l'évolution temporelle de la pente : modèle exact (—), modèle approché par Eq. (2) (- - -) et expériences ((\circ) $d = 132\mu m$, $b = 2mm$, $\tau_c = 29.9 \pm 0.07s$, (\square) $d = 132\mu m$, $b = 5mm$, $\tau_c = 1.91 \pm 0.02s$, (\triangleleft) $d = 360\mu m$, $b = 5mm$, $\tau_c = 1.88 \pm 0.02s$).

d'avalanches quasi-stationnaires à la surface d'un lit érodable. Un modèle basé sur une rhéologie frictionnelle avec un coefficient variant avec le cisaillement adimensionné, prenant en compte les forces de pesanteur et de friction solide aux parois, a permis de retrouver quantitativement la loi d'évolution de la pente du tas pour les diamètres de grains et les largeurs de canal explorés. Le temps caractéristique de l'avalanche dépend de la géométrie du canal et des caractéristiques physiques des matériaux mais pas du diamètre des grains.

Références

- Courrech, S., Gondret, P., Perrin, B. and Rabaud, M. 2003 Granular avalanches in fluids. *Phys. Rev Lett.* **90** 044301
- Doppler, D., Gondret, P., Loiseleux, T., Meyer, S. and Rabaud, M. 2007 Relaxation dynamics of water immersed granular avalanches. *J. Fluid Mech.* sous presse
- Jop, P., Forterre, Y. and Pouliquen, O. 2005 Crucial role of side walls for granular surface flows : consequences for the rheology. *J. Fluid Mech.* **541** 167-192
- GDR MiDi 2004 On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E* **14** 341-365
- Cassar, C., Nicolas, M. and Pouliquen, O. 2005 Submarine granular flows down inclined planes. *Phys. Fluids* **17** 103301
- Courrech, S., Gondret, P., Perrin, B. and Rabaud, M. 2003 Wall effects on granular heap stability. *Europhys. Lett.* **61** 492-498