

# Etude de la croissance de la zone fluidifiée lors de l'injection d'air dans des grains immergés

Valérie Vidal, Germán Varas & Jean-Christophe Géminard

Laboratoire de Physique, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon - CNRS  
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France  
valerie.vidal@ens-lyon.fr

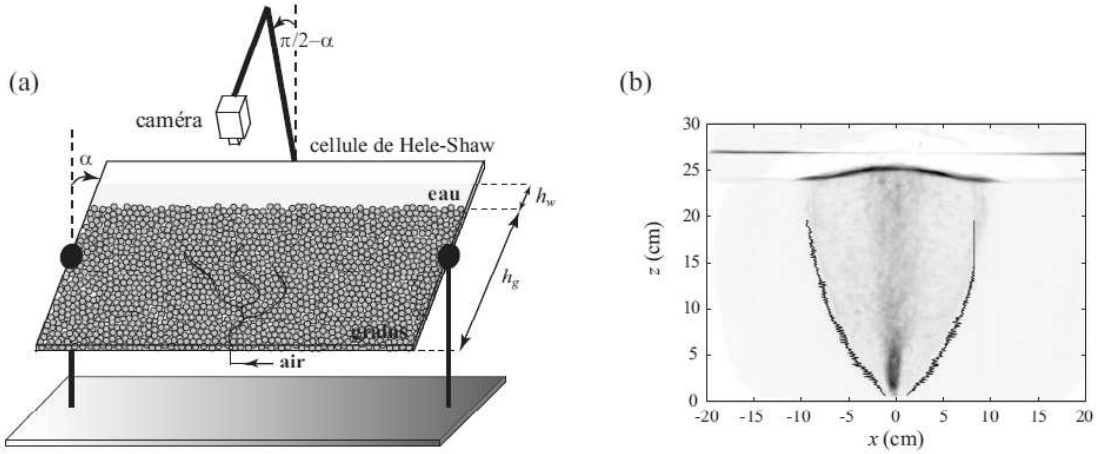
**Résumé.** Lorsqu'on injecte de manière ponctuelle de l'air en base d'une couche de grains immergée dans l'eau, on observe au cours du temps la formation d'une zone fluide qui, en régime stationnaire, prend une forme parabolique que l'on peut interpréter par analogie avec un processus de diffusion [1,2]. Nous montrons ici que le coefficient de diffusion effectif associé ne dépend pas du débit d'injection, et ne présente pas de variation significative lorsqu'on change l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de la cellule expérimentale, i.e. la gravité effective dans le système. Pour  $\alpha > 60^\circ$ , le chemin ouvert par l'air à travers le milieu reste stable au cours du temps : on ne peut plus définir de zone fluide, et on observe l'éjection progressive des grains hors de la couche. Nous décrivons également la dynamique de croissance de la zone fluidifiée, et l'existence de trois régions distinctes : (1) une zone centrale fluide dans laquelle deux rouleaux de convection transportent les grains autour du chemin suivi par l'air ; (2) une zone compacte loin du centre ; (3) une zone de '*stick-slip*' (SSZ) séparant la zone fluide de la zone compacte. La largeur de la SSZ diminue au cours du temps, jusqu'à disparaître lorsque le système atteint un état stationnaire. Nous comparons ces observations expérimentales à des phénomènes similaires observés dans des processus géologiques.

**Abstract.** When air is injected punctually at the bottom of a granular layer immersed in water, we observe the formation of a fluidized zone which, in stationary regime, exhibits a parabolic shape which can be explained in terms of a diffusion process [1,2]. Here we show that the associated diffusion coefficient does not depend on the injected flow-rate, and does not exhibit any significant variation when changing the tilt angle  $\alpha$  of the experimental cell, i.e. the effective gravity in the system. For  $\alpha > 60^\circ$ , the path opened by the air through the medium remains stable in time. We cannot define a fluidized zone anymore, and the grains are progressively ejected outside of the layer. We also describe the growth dynamics of the fluidized zone, and report the existence of three different regions : (1) a central fluidized zone in which two convection rolls transport the grains around the path followed by the air ; (2) a compact zone far from the center ; (3) a '*stick-slip*' zone (SSZ) separating the fluidized and the compact zones. The SSZ width decreases with time, until disappearing when the system reaches a stationary state. We compare these experimental observations to similar phenomena observed in geological processes.

## 1 Introduction

L'invasion de gaz dans un milieu granulaire est un phénomène que l'on retrouve dans une grande variété de contextes, allant de l'industrie pétrolière [3,4] aux problèmes de décontamination des sols, où l'injection d'air dans le sous-sol permet de chasser ou de dégrader chimiquement les polluants [5]. Des processus naturels impliquent également l'émission de gaz à travers un milieu complexe, tels que les sédiments marins dans le cas d'émission de méthane au large des côtes américaines dans l'Atlantique Nord [6] ou de CO<sub>2</sub>, potentiellement responsable des grands changements climatiques [7].

Dans une étude précédente, nous avons modélisé ce phénomène en injectant ponctuellement de l'air en base d'une couche de grains immergée dans l'eau et observé, au cours du temps, la formation d'une zone fluidifiée [1,2]. Dans une cuve cylindrique (3D) ou dans une cellule de Hele-Shaw (2D) verticale, nous avons montré que cette zone, aux temps longs, a une forme parabolique. Un modèle analytique simple considérant les différents chemins parcourus par l'air dans le système permet d'expliquer cette géométrie en terme de processus de diffusion [1,2]. Ces travaux ont montré qu'un paramètre unique, sans dimension, gouverne la dynamique du système : le paramètre  $\chi = 2\sigma_p/\rho g d$ , défini comme le rapport entre la largeur de la distribution des surpressions capillaires dans le milieu ( $\sigma_p$ ) et la pression hydrostatique  $\rho g d/2$  sur



**Figure 1.** (a) Dispositif expérimental : de l'air est injecté à débit constant  $\Phi$  en base d'une couche de grains immergée dans l'eau (voir texte). La cellule peut être inclinée entre  $\alpha = 0^\circ$  (verticale) et  $\alpha = 90^\circ$  (horizontale). (b) Exemple d'image d'invasion finale, obtenue en sommant la séquence d'images [ $\Phi = 0.91$  mL/s]. Les lignes noires représentent le contour de la région fluidisée, obtenu par détection automatique. Noter que la détection est limitée à  $z \leq 16$  cm, afin d'éviter les déformations dues à la surface libre.

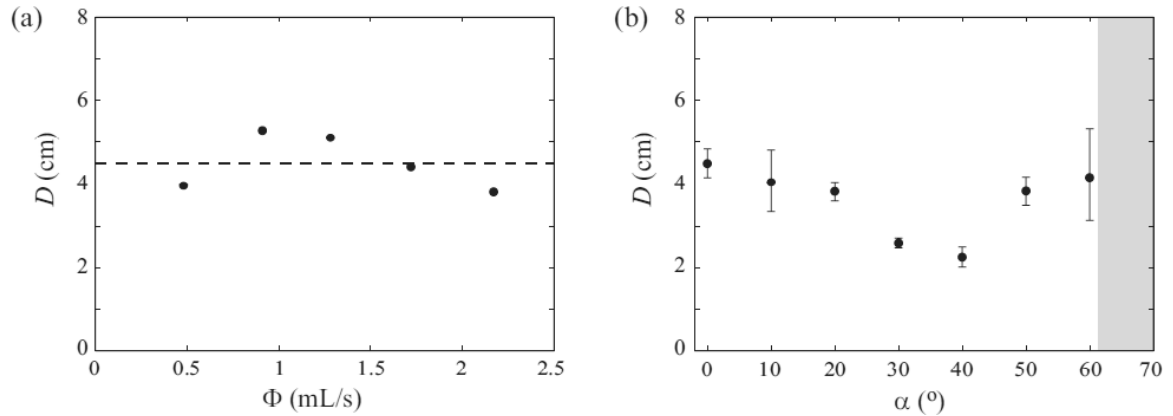
la taille typique d'un grain (de diamètre  $d$ , avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau et  $g$  l'accélération de la pesanteur). Une étude numérique a montré que pour des grandes valeurs de ce paramètre  $\chi$ , on sort du régime "diffusif" [8]. Cette étude numérique, cependant, considère un milieu non-déformable et, bien qu'étant capable de décrire la morphologie de la zone fluidifiée aux temps longs, ignore sa dynamique de formation.

Nous présentons ici l'étude expérimentale de la dynamique de croissance de la zone fluidifiée lorsqu'on injecte de l'air à débit constant  $\Phi$  à la base d'une couche de grains immergée dans l'eau. Nous utilisons une cellule de Hele-Shaw (Fig. 1a) que l'on peut incliner par rapport à la verticale avec un angle compris entre  $\alpha = 0^\circ$  (cellule verticale) et  $\alpha = 90^\circ$  (cellule horizontale), permettant ainsi de faire varier la gravité effective dans le système – et donc, le paramètre  $\chi$  (voir [1,2,8] pour une description complète du dispositif expérimental). Sauf spécification particulière, les grains utilisés sont des billes de verre sphériques (USF Matrasur) tamisées, de diamètre 250–425  $\mu\text{m}$ , et les hauteurs de la couche de grains et d'eau sont  $h_g = 22$  cm et  $h_w = 2$  cm, respectivement.

## 2 Etat stationnaire : dynamique à temps longs

Afin de quantifier la morphologie de la zone fluide en fonction du débit d'injection  $\Phi$  et de l'angle  $\alpha$ , nous avons considéré, pour chaque jeu de paramètres, l'état stationnaire pour lequel le contour de la zone fluide n'évolue plus de manière significative. Typiquement, ce dernier correspond à l'injection d'un volume d'air suffisamment grand, l'expérience pouvant durer de quelques heures à quelques dizaines d'heures selon le débit d'injection. Pour les différents débits, la durée totale de l'expérience est fixée de manière à ce que le volume total d'air traversant le système reste constant.

Afin de déterminer le contour de la zone fluide, on calcule pour une série donnée la différence entre deux images successives, et l'on additionne les images ainsi obtenues. Le bon contraste obtenu par cette méthode permet de détecter automatiquement le contour de la région fluidifiée (ligne noire, Fig. 1b), qui délimite la zone où les grains ont bougé au cours du temps. Afin d'éviter les déformations dues à la présence de la surface libre des grains, nous limitons la détection jusqu'à environ 2-3 cm sous la surface. Le tracé de  $x$  en fonction de  $\sqrt{z}$  montre que les contours droit et gauche se superposent sur une droite [1,2], dont la pente permet de définir l'analogie d'un coefficient de diffusion  $D$ , donné par  $x = \sqrt{Dz}$ .



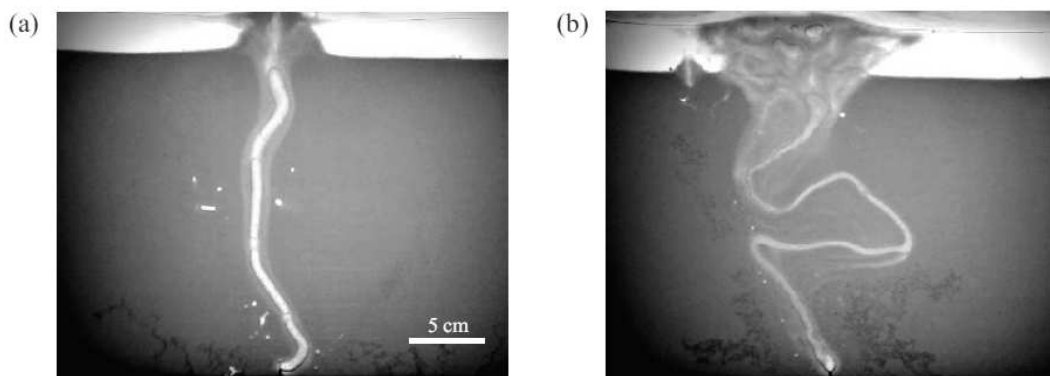
**Figure 2.** (a) Coefficient de diffusion  $D$  en fonction du débit injecté  $\Phi$ . La ligne pointillée représente la valeur moyenne  $D = 4.5 \pm 0.7$  cm [ $\alpha = 0^\circ$ ]. (b) Coefficient de diffusion  $D$  en fonction de l'angle de tilt  $\alpha$ . Les points et barres d'erreur sont obtenus d'après les moyennes et fluctuations lors de l'étude en (a) de la variation en fonction du débit, pour un angle donné. Pour  $\alpha > 60^\circ$ , on ne peut plus définir de zone fluide (zone grise, voir texte).

### 2.1 Dépendance en fonction du débit $\Phi$

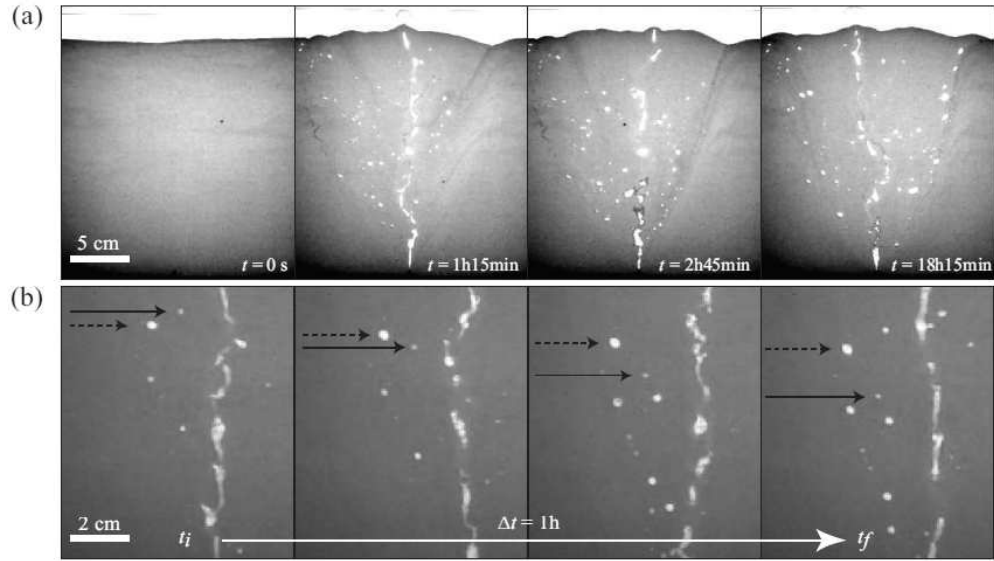
La figure 2a montre le coefficient de diffusion  $D$  en fonction du débit d'injection  $\Phi$ . Aucune variation significative n'est observée. Les valeurs sont légèrement dispersées autour d'un coefficient de diffusion moyen  $D = 4.5 \pm 0.7$  cm. Ces résultats préliminaires montrent que pour une cellule verticale ( $\alpha = 0^\circ$ ) et dans la gamme de débits utilisés, la dynamique de passage de l'air à travers le milieu influe peu sur la morphologie finale de la zone fluide.

### 2.2 Dépendance en fonction de l'angle $\alpha$

Lorsqu'on incline la cellule expérimentale, on observe l'existence d'un angle limite ( $\sim 60^\circ$ ) au-delà duquel il n'est plus possible de définir une zone fluide. En effet, pour  $\alpha > 60^\circ$ , l'air ouvre un chemin à travers le milieu et la gravité effective dans le système n'est plus capable de le refermer. On observe alors la formation de canaux (Fig. 3) qui restent stables sur des échelles de temps très longues (typiquement, plusieurs heures). Ces canaux peuvent adopter des géométries diverses (Figs. 3a,b). On observe dans



**Figure 3.** Formation de canaux stables pour  $\alpha = 80^\circ$ . Ces structures peuvent adopter des morphologies différentes selon le débit d'injection, formant des chemins droit (a) [ $\Phi = 2.17$  mL/s] ou en zig-zag (b) [ $\Phi = 0.91$  mL/s]. À temps longs, les grains sont expulsés hors de la couche, et il n'est plus possible de définir une zone fluide.



**Figure 4.** (a) Formation de la zone fluide au cours de l'expérience. La déformation part de la surface du lit granulaire, et se propage vers le bas. (b) Zoom à l'intérieur de la zone fluide : au centre, l'air remonte à travers la couche de grains, engendrant deux rouleaux de convection dans la zone fluide, qui entraînent les bulles vers le bas. La vitesse de l'écoulement descendant décroît près de la limite de la zone fluide. Les flèches permettent de suivre le mouvement de deux bulles pendant environ 1h [ $\Phi = 0.91$  mL/s,  $\alpha = 0^\circ$ ].

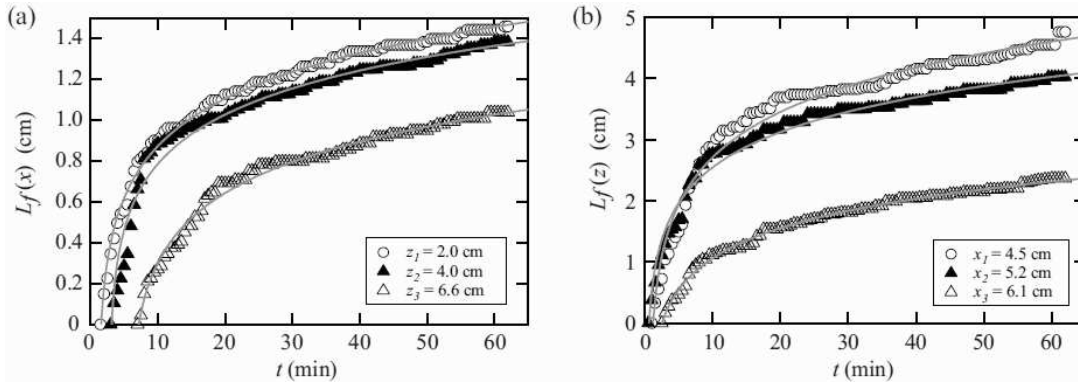
ce cas l'éjection progressive des grains hors de la couche initiale et, aux temps longs, la formation d'un delta analogue aux embouchures de rivières. Il n'est pas possible dans ces régimes d'observer la formation d'une zone fluide. Pour  $\alpha < 60^\circ$ , on observe une légère décroissance de  $D$  en fonction de  $\alpha$ , suivi par un retour à une valeur constante ( $D \sim 4$  cm). Cette évolution non-triviale ne peut être expliquée par un simple modèle analytique [1] ou numérique [8] dans lequel la matrice de grains est fixe et l'on considère l'ensemble des chemins parcourus par l'air dans le système, qui prédirait une croissance de  $D$  en fonction de  $\alpha$  ou, en d'autres termes, en fonction de  $\chi$  (quand  $\alpha$  augmente, la gravité effective diminue, et  $\chi$  augmente). Cette différence peut s'expliquer par le fait que la dynamique des grains, qui n'est pas prise en compte dans ces modèles, joue un rôle fondamental dans la formation de la zone fluide.

### 3 Etat transitoire : croissance de la zone fluide

#### 3.1 Description

Nous décrivons ici des observations préliminaires de la dynamique de formation de la zone fluide et, en particulier, de la dynamique en régime transitoire de l'interface séparant la zone fluide centrale de la zone compacte à l'extérieur. Lorsque l'air traverse le système aux premiers instants, la zone fluide commence à se former principalement en surface de la couche de grains, où ces derniers ne sont pas contraints et peuvent se réarranger facilement. Elle s'élargie ensuite progressivement, tout en se propageant vers le bas (Fig. 4a). Noter que les bords de la zone fluide sont bien définis grâce au contraste dû au changement de densité entre la zone fluide centrale et la zone externe compacte.

Les bulles piégées à l'intérieur de la zone fluide agissent comme des traceurs de l'écoulement, que nous pouvons suivre au cours du temps (Fig. 4b). De part et d'autre de la remontée centrale de l'air, nous observons ainsi une recirculation qui s'organise en deux rouleaux de convection entraînant les grains vers le haut au voisinage de l'écoulement d'air central et vers le bas lorsqu'on s'éloigne du centre, avec une vitesse descendante qui décroît lorsqu'on se rapproche du bord de la zone fluide (voir les deux bulles servant de traceurs, flèches noires, Fig. 4b). Lors de cette recirculation de grains, des bulles provenant de la remontée



**Figure 5.** Evolution du contour de la zone fluidisée. (a) selon une direction horizontale [ $L_f(x)$ ], pour différentes positions verticales ( $z_1, z_2, z_3$ ); (b) selon une direction verticale [ $L_f(z)$ ], pour différentes positions horizontales ( $x_1, x_2, x_3$ ) [lignes grises : fit logarithmique].

centrale peuvent être piégées, coalescer entre elles ou être entraînées de nouveau par l'écoulement central après avoir atteint la base de la couche. Ces observations montrent que l'arrangement des grains dans la zone fluide évolue en permanence.

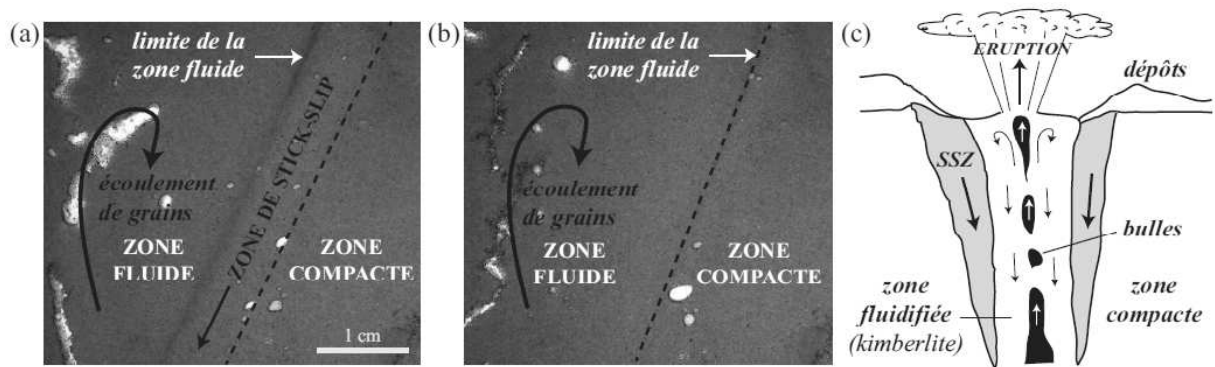
### 3.2 Croissance de l'interface

Afin de quantifier l'évolution du contour de la zone fluidifiée (défini en section 2), nous déterminons au cours du temps la distance  $L_f(x)$  (resp.  $L_f(z)$ ) entre l'axe central de remontée de l'air (resp. la surface libre) et la position du contour de la zone fluide, pour une hauteur  $z$  (resp. une distance au centre  $x$ ) fixée (Fig. 5). La position horizontale du front  $L_f(x)$  augmente rapidement à temps court ( $t < 10$  min), avant de ralentir (Fig. 5a). Les données peuvent être ajustées par une fonction logarithmique (lignes grises, Fig. 5a). La croissance verticale du front  $L_f(z)$  est plus rapide que sa croissance horizontale (Fig. 5b, comparer les échelles avec le cas précédent) et peut aussi être ajustée par une fonction logarithmique (lignes grises, Fig. 5b).

En régime transitoire, on observe qu'entre la zone fluide et la zone compacte, on a une région bien définie dans laquelle se produisent des événements similaires au phénomène de stick-slip que l'on rencontre lorsqu'on cisaille une couche granulaire : les grains se déplacent vers le bas (flèche noire, Fig. 6a) par avalanches successives. On peut interpréter cette dynamique comme une conséquence du cisaillement induit sur les bords de la zone fluide par l'écoulement descendant de grains généré par la recirculation dans cette même zone. La *zone de stick-slip* (SSZ) évolue dans le temps : sa largeur décroît lorsque la zone fluide croît, jusqu'à disparaître complètement en régime stationnaire (Fig. 6b).

## 4 Discussion et conclusion

Les résultats présentés montrent que la morphologie de la zone fluide, aux temps longs, ne dépendent ni du débit d'injection, ni de la gravité effective dans le système de manière significative. L'étude de la dynamique de croissance de la zone fluidifiée révèle l'existence de trois zones : (1) une zone centrale dans laquelle deux rouleaux de convection transportent les grains autour du chemin suivi par l'air lors de sa remontée dans le milieu; (2) une zone compacte à l'extérieur de la zone fluidifiée; (3) une zone dite de '*stick-slip*' (SSZ) à l'interface entre la zone fluide et la zone compacte. La largeur de la SSZ diminue au cours du temps, jusqu'à disparaître lorsque le système atteint un état stationnaire. Ces différentes zones se retrouvent dans des processus géologiques, en particulier, lors de la formation de conduits géants de kimberlite ('Massive Volcaniclastic Kimberlite [9]) : des bulles remontent dans le conduit central fluidifié, entraînant le matériau dans un écoulement convectif; des roches sont transportées



**Figure 6.** (a) La zone de stick-slip (SSZ), comprise entre la zone fluide et la zone compacte, est caractérisée par des événements discrets (voir texte). (b) Cette zone disparaît en régime stationnaire, lorsque la zone fluide atteint sa géométrie finale [ $\Phi = 2.17$  mL/s]. (c) Représentation schématique d'un 'Massive Volcanoclastic Kimberlite' (d'après [9]) : on retrouve dans cet exemple géologique les zones décrites dans l'expérience. Les kimberlites (diamants bruts) se trouvent dans la zone fluide centrale.

par un écoulement descendant intermittent (avalanches) sur les bords de la zone fluide ; enfin, la zone loin du centre reste immobile [9,10]). La compréhension de la dynamique de la zone fluide, région où se trouvent les kimberlites, reste l'un des enjeux important, tant du point de vue économique que scientifique.

## Références

1. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Venting dynamics of an immersed granular layer, *Physical Review E* **83**, 011302 (2011)
2. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, 'Venting' dans un milieu granulaire immergé, *Comptes Rendus des Rencontre du Non-Linéaire*, **14**, 175-180 (2011)
3. T. MÖRZ, E.A. KARLIK, S. KREITER & A. KOPF, An experimental setup for fluid venting in unconsolidated sediments : New insights to fluid mechanics and structures, *Sedimentary Geology*, **196**, 251-267 (2007)
4. L. NAUDTS, J. GREINERT, Y. ARTEMOV, S.E. BEAUBIEN, C. BOROWSKI & M. DE BATIST, Anomalous sea-floor backscatter patterns in methane venting areas, Dnepr paleo-delta, NW Black Sea, *Marine Geology*, **251**, 253-267 (2008)
5. R. SEMER, J. A. ADAMS & K. R. REDDY, An experimental investigation of air flow patterns in saturated soils during air sparging, *Geotechnical & Geological Engineering*, **16**, 59-75 (1998)
6. K. R. NEWMAN, M. H. CORMIER, J. K. WEISSEL, N. W. DRISCOLL, M. KASTNER, E. A. SOLOMON, G. ROBERTSON, J. C. HILL, H. SINGH, R. CAMILLI & R. EUSTICE, Active methane venting observed at giant pockmarks along the U.S. mid-Atlantic shelf break, *Earth and Planetary Science Letters*, **267**, 341-352 (2008)
7. H. SVENSEN, S. PLANKE, A. MALTHE-SØRENSEN, B. JAMTVEIT, R. MYKLEBUST, T.R. ELDEM & S. REY, Release of methane from a volcanic basin as a mechanism for initial Eocene global warming, *Nature* **429**, 542-545 (2004)
8. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Morphology of air invasion in an immersed granular layer, *Physical Review E*, **83**, 061302 (2011)
9. R. J. BROWN, M. FIELD, T. GERNON, M. GILBERTSON & R. S. J. SPARKS, Problems with an in-vent column collapse model for the emplacement of massive volcanoclastic kimberlite, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **178**, 847-850 (2008)
10. T.M. GERNON, M.A. GILBERTSON, R.S.J. SPARKS & M. FIELD, Gas-fluidisation in an experimental tapered bed : Insights into processes in diverging volcanic conduits, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **174**, 49-56 (2008)