Etude de la formation et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques par modélisations numérique et expérimentale

Valentin Gueugneau

▶ **To cite this version:**

Valentin Gueugneau. Etude de la formation et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques par modélisations numérique et expérimentale. Sciences de la Terre. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2018. Français. NNT : 2018CLFAC050 . tel-02066355

HAL Id: tel-02066355

https://theses.hal.science/tel-02066355

Submitted on 13 Mar 2019

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.

UNIVERSITE CLERMONT AUVERGNE

Collegium des Sciences Fondamentales

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

Thèse de doctorat

Présentée en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Volcanologie

par

Valentin Gueugneau

Titulaire d'un Master

Etude de la formation et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques par modélisations numérique et expérimentale

Soutenue le 30 novembre 2018

Devant le jury composé de :

Irene	Manzella	University of Plymouth	Rapporteure
Sylvain	Charbonnier	University of South Florida	Rapporteur
Anne	Mangeney	IPGP, Université Pairs Diderot	Examinatrice
Tim	Druitt	LMV, Université Clermont Auvergne	Examinateur
Olivier	Roche	LMV, Université Clermont Auvergne	Examinateur
Karim	Kelfoun	LMV, Université Clermont Auvergne	Directeur de thèse

UNIVERSITE CLERMONT AUVERGNE

Collegium des Sciences Fondamentales

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

Thèse de doctorat

Présentée en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Volcanologie

par

Valentin Gueugneau

Titulaire d'un Master

Etude de la formation et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques par modélisations numérique et expérimentale

Soutenue le 30 novembre 2018

Devant le jury composé de :

Irene	Manzella	University of Plymouth	Rapporteure
Sylvain	Charbonnier	University of South Florida	Rapporteur
Anne	Mangeney	IPGP, Université Pairs Diderot	Examinatrice
Tim	Druitt	LMV, Université Clermont Auvergne	Examinateur
Olivier	Roche	LMV, Université Clermont Auvergne	Examinateur
Karim	Kelfoun	LMV, Université Clermont Auvergne	Directeur de thèse

Remerciements

La réalisation de cette thèse m'a conduit à rencontrer et collaborer avec de nombreuses personnes que je souhaiterais remercier car elles ont contribué à la réussite de cette étape.

Tout d'abord, je voudrais remercier les membres de mon jury, **Tim Druitt**, **Anne Mangeney**, **Olivier Roche**, **Irene Manzella** et **Sylvain Charbonnier** d'avoir accepté de juger et examiner ce (long) travail de thèse. La durée et la qualité de l'échange qui a suivi la soutenance montre le professionnalisme et le sincère intérêt que ce jury a éprouvé au regard de ma thèse, et dont je suis très reconnaissant. Toutes les remarques et discussions furent très enrichissantes et m'apporteront énormément dans ma carrière en construction.

Dans un second temps, je souhaiterais remercier les membres du laboratoire Magmas et Volcans pour l'accueil qui m'a été réservé au sein de cette unité. C'est dans ce laboratoire que j'ai développé ce gout pour la rechercher, et que je me suis épanoui depuis ma licence. Je remercie le directeur **Didier Laporte** pour sa sympathie et la confiance qu'il accorde toujours aux doctorants. J'en profite pour remercier l'équipe d'accueil, **Gille Schweiger** et **Veronique Gimenez** pour leur disponibilité, et l'équipe du secrétariat pour leur professionnalisme, **Audrey Chazal**, **Isabelle Roche**, **Socheata Sean**, **Cécile Sergère**, toujours là pour nous aider, répondre à nos questions et nous faciliter les taches administratives. Je remercie aussi **Jean-Louis Fruquière** et **Cyrille Guillot** pour leur participation au développement du dispositif expérimental, la fameuse « Surge Machine », qui a tout de même nécessité 9 mois de développement et de conception. Merci aussi à **Martial Bontemps** (SDT-OPGC) pour les discussions qui ont aiguillé la conception du dispositif et pour m'avoir convaincu d'utiliser un logiciel de CAO pour le concevoir. Merci encore à **Eric Brut** pour sa rapidité d'intervention au niveau des capteurs de pression (inutile au finale puisque ça n'a pas fonctionné…), ainsi qu'à **Krzysztof Suchorski** pour la formation sur l'utilisation du G3. Merci enfin à **Thierry Hamel** pour son professionnalisme, toujours là pour nous aider sur les problèmes informatiques ou de réseaux.

Au niveau scientifique, je voudrais remercier **Olivier Roche** pour sa disponibilité et son aide pour toutes les questions expérimentales que je me suis posé, ainsi qu'à **Siet Van den Wildenberg**, **Julia Eychenne**, **Mathieu Gouhier**, et **David Jessop** pour les discussions sur mes expériences, toujours enrichissantes et stimulantes. Je souhaiterais aussi remercier **Tim Druitt** pour la collaboration au sujet l'article sur Montserrat qui grâce à ses connaissances et son expertise m'a permis de construire un article de très bonne qualité. Un grand merci enfin à tous ces chercheurs avec qui je n'ai pas collaboré mais qui ont toujours été présents et bienveillants envers moi, **Thierry Menant**, **Régis Doucelance**, **François Nauret**, **Raphaël Paris, Mathieu Gouhier**, **Pierre-Jean Gauthier**, et plus particulièrement **Lucia**

Gurioli pour son intérêt envers ma thèse (merci pour la biblio, une vraie maman…) ainsi qu'**Andy Harris,** et finalement ce cher **Christian Nicollet** pour ses sorties terrain toujours hautes en couleurs… J'en oublie certainement et je m'en excuse d'avance.

J'aimerais consacrer un remerciement spécial à mon directeur de thèse, **Karim Kelfoun**, à qui je dois beaucoup. Ta disponibilité permanente et les discussions régulières furent d'une grande aide pour l'avancement de ce doctorat. Merci d'avoir pensé puis créé ce sujet de thèse spécialement pour moi, sur des écoulements qui me passionnent et en utilisant les deux méthodes avec lesquelles je souhaitais travailler. Je te remercie de m'avoir fait confiance pour réaliser ce projet, pourtant relativement compliqué et innovant, avec une partie exploratoire très incertaine. Merci aussi de m'avoir fait participer à cette mission de terrain en Indonésie qui ne faisait pas partie de ma thèse à l'origine. L'ascension du Dukono restera un sacré moment, comme la visite de Borobudur…

La réalisation d'une thèse nécessite obligatoirement de s'aérer l'esprit afin d'éviter d'entrer réellement en éruption. Pour ma part, le rugby fût la principale échappatoire. Je voudrais alors remercier tous les membres de cette valeureuse équipe du XV de Science dont j'ai fièrement porté les couleurs jusqu'à Brioude ou Vichy pendant 7 ans et dont je fus l'un des derniers représentants. Merci donc à mes poulets et comparses **Cyril Aumar** et **Jeremy Peronnet** avec qui nous avons fièrement représentés les géologues dans le rugby, ainsi que les anciens joueurs qui ont marqués l'équipe comme **Vincent Rigal**, **Matthias Benoit**, **Anthony Vaurs**, **Camille Engledow**, **Nico Arsac**, **Adrien Anne**, **Eymeric Pouget**, **Anass El'maary**, **Hugo Madebene** et bien d'autres… Il faut bien le reconnaître, hors période de match ou d'entrainement, c'est sur le foot que je me rapatrie, faute de mieux. Le fameux foot du mardi, devenu le foot du mercredi aux cézeaux, est un moment sacrément convivial qui donne vraiment envie d'y revenir. Je remercie donc tous les mecs du foot, pour ces bons moment comme **Paul Lotin**, le père **Freitas** (**Damien**), **Nico Cluzel** ou encore **Alexis Bouguoin,** toujours là quelles que soit les conditions météo. A cause d'un foot souvent trop sélectif, un réseau parallèle de doctorants a par le passé initié la fédération du rugby touch pour laquelle j'ai, encore une fois, fini par prendre la présidence. Je remercie alors grandement tous ces joueurs du H-park pour tous ces bons moments, **Julien Bernard**, **Corentin Chedeville**, **Marie-Anne Ancellin**, **la cuite (Lydie Gallier)**, **Chouchou**, **Bene**, **Brahim**, **Nico Cluzel**, **Vincent Clési**, **Baptiste Haddadi** et bien d'autres que j'ai oublié.

Je tiens maintenant à remercier infiniment les doctorants du LMV, collègues et amis, pour avoir préparé mon pot, mis en place et servi toutes mes victuailles. Et surtout, surtout, merci pour cet incroyable ppt que vous m'avez préparé, absolument indescriptible… (merci infini surtout à Damien, Valentin, Simon, Alexis et Swetha). J'en ai vu un paquet de pot, et j'en ai préparé un bon nombre d'entre eux, mais celui que vous m'avez fait surclasse tout, un chef-d'œuvre de chez Thésards & Co. ! Je vous remercie aussi pour ces trois années passées ensemble qui furent absolument géniales, j'y ai passé des moments d'anthologie avec toutes ces soirées, ces tranches, ces fissures, ces conf, ces bars d'un soir,

ces Hpark, ces foot, ces rando,… bref ces grands moments ! Ces derniers 9 mois j'ai parfois été un peu absent, ou un peu désagréable (ours en approche) mais beaucoup de choses me manqueront. Je commencerai à remercier tous les anciens doctorants devenus docteurs depuis quelques années comme **Angélie Portal**, **Marine Tridon** (ou que tu sois on ne t'oublie pas), **Mélodie-Neige** ou encore **Vincent Clési** (16h01 = CAFEEE) pour les délires autour du café ou d'un thé, **Julien Bernard**, **Coco** (bras cassé !), **Pierre Coto** (oui litres !) et **Baptiste Haddadi** pour ces foot-rugby-Hpark et ces discussions sur l'ASM. Pour cette dernière catégorie je rajouterai bien **Lydie** et **Nico Cluzel**, docteurs depuis longtemps mais toujours là pour les bons moments, tout comme **Julie Morin**, **Oryaëlle Chevrel** et **Alexis Bouguoin**. Merci aux nouveaux doctorants arrivaient trop tard comme **Rémi Pierru**, **Quentin Dumont**, et **Cyril Aumar** (toi je t'ai suffisamment vu en fait…), aux doctorants qui commencent la seconde phase comme **Luca Terray**, **Paul Frossard**, **Claudine Israël**, **Natascha Sainlot**, **Baraa Qaddah**, **JM Prival** (captain obvious, merci pour tout…) et les doctorants qui vont bientôt passer sur l'échafaud comme **Marion Gaborieau**, **Taya Flaherty**, **Pierre Faure** (quel représentant…), **Nathan Ingrao**, **Lois Martinek**. Je terminer cette catégorie par des remerciements précis pour certains qui sont devenus de vrais amis, la troupe de la tranche (indescriptible…) **Alexis Rychy** (**Hrysiewicz,** notre cher oiseau rare, une personne en or) **Simonet Thivet** (l'initiateur de la fissure, transpire le Cantal et la tranche…), **Damien Freitas** (le père Freitas, lui aussi un mec en or malgré les décorations punk qu'il arbore) et **Valentin Freret** (mon alter-dupont, 5 ans qu'on voit nos gueules, et pourtant ça tranche toujours). Merci pour toutes ces fissures, je n'aurai jamais supporté autant de sérieux, ces journées sont passées beaucoup trop vite au final. Milles excuses à **Nicolas Olivier** dont on a surement du rendre fou avec tout ce bordel, ainsi que **Tahar Hammouda** et le reste des doctorants… Merci aux doctorants les plus proches avec qui on a traversé les « épreuves » de la soutenance comme **Anne Weit** et **Alejandra Gomez-Ulla** ainsi que **Marie-Anne Ancellin** (une année d'écart mais c'était tout comme, merci pour le soutient permanent) et enfin **Lola Chanceaux**, restée toujours proche pour nous soutenir et nous aider. Remerciement spécial aux co-bureau 1.48 pour m'avoir supporté, **Juliette Maurice** (et toutes ces phrases sorties du contexte qui finissent en post-it), **Valentin Freret** (encore lui, remercions ensemble 9gag et Pierre Emmanuel Barré pour nous avoir aidé à travailler). Je garderais **Swetha Venugopal** pour un remerciement spécial car je lui dois un merci gigantesque pour toutes ces années, toutes ces bons moments, ces fous rires dans le bureau, toute cette organisation pour mon pot de thèse et surtout pour son énorme soutien durant les derniers mois.

Je terminerai enfin ces longs remerciements en les adressant à mes proches, mes amis de longues dates et ma famille. Eux tous furent présents dans les bons comme dans les mauvais moments. Je remercie alors **Hugo Madebene**, **Aude Hansmeztger**, **Alexis Menard**, **Ludovic Aumeunier** et **Jean-Guillaume Feignon** (qui a traversé l'Europe) de s'être déplacés pour ma soutenance. La fac nous a fait nous rencontrer par hasard (merci au biomimétisme), les années, l'ASM et les stages terrains nous ont unis. Merci à mes amis de longues dates d'être venus, **Fanny Giorgi** et **Benoît Meunier**, j'inclus aussi

Marien Regnault même s'il n'a pas pu venir, puis **Stéphanie Monnerie** et **Antoine Deffromont**. A ce niveau-là ce ne sont plus des amis mais la famille. Merci enfin à ma famille, mes parents, mes sœurs mes grand-parents, je leur dois tout, ils sont toujours présents et d'un soutien sans faille malgré une année où je fus moins disponible. Merci pour tout.

Je suis obligé de terminer par un paragraphe séparé pour remercier une personne au-delà de toutes les autres tant son implication fût remarquable, celle qui est devenue ma femme, **Alyson Sicard**. Peu de gens imaginent ce que c'est de supporter un thésard, peu de gens savent tout ce que tu as fait pour moi cette dernière année pour me faciliter la vie, me laisser travailler, me soutenir, me remotiver. Moi je n'oublie pas, je ne te remercierai jamais assez, mais je ne sais pas toujours le dire. Cette thèse je ne l'aurai pas terminée comme ça sans toi, je te dois tout.

Résumé

Les écoulements pyroclastiques sont des écoulements volcaniques complexes dont le comportement physique fait encore l'objet de débats. Ils sont composés de deux parties : l'écoulement dense basal, riche en particules et en blocs, surmonté par la déferlante, diluée et turbulente. Les interactions entre ces deux parties ne sont pas bien comprises, tout comme leurs échanges de masses et de quantités de mouvement. Partant de ce constat, cette thèse se concentre sur l'étude des mécanismes de formation de la déferlante à partir de l'écoulement dense.

Les expériences mettent en évidence un mécanisme de formation d'un écoulement dilué par l'alternance d'incorporation d'air et d'élutriation des particules fines d'un lit granulaire dense soumis à des vibrations. L'air est aspiré dans le lit granulaire pendant les phases de dilatation puis expulsé pendant les phases de contraction. Une partie des particules est alors soutenue par l'air turbulent expulsé et forme un mélange de gaz et de particules qui, plus dense que l'air, se transforme en un écoulement de gravité. Extrapolé à l'échelle d'un volcan, ce mécanisme d'incorporation d'air et d'élutriation peut être reproduit par une topographie rugueuse, où chaque obstacle génère une compaction puis une dilation de l'écoulement dense. La quantification du mécanisme a été effectuée et l'approche expérimentale a permis d'aboutir à une loi reliant le flux de masse de la partie dense vers la déferlante à la vitesse de l'écoulement dense.

Le modèle numérique est utilisé dans un premier temps pour étudier la rhéologie de l'écoulement dense qui, en contrôlant sa vitesse, contrôle le flux de masse précédemment évoqué. Un chapitre est consacré à l'effet de la fluidisation de l'écoulement dense sur sa rhéologie. Les résultats montrent que la fluidisation par les gaz est capable d'expliquer à la fois la grande mobilité de ces écoulements, ainsi que la formation des morphologies terminales en lobes et chenaux. L'ingestion d'air dans un écoulement au cours de sa mise en place semble pouvoir expliquer une partie de la dynamique des écoulements denses. Des rhéologies simples, de premier ordre, ont également été analysées : la rhéologie de Coulomb, la rhéologie plastique, et la rhéologie à coefficient de frottement variable. Les résultats montrent que la rhéologie plastique semble la mieux adaptée pour reproduire la vitesse et l'extension des écoulements denses.

Ce modèle numérique a ensuite été utilisé pour tester la loi de flux de masse obtenue suite aux expériences de laboratoire. Appliqués à l'effondrement de dôme du 25 juin 1997 à la Soufriere Hills de Montserrat, les résultats montrent que les simulations reproduisent des dépôts de déferlantes dont l'épaisseur et l'extension sont tout à fait réalistes. Les simulations reproduisent même les écoulements denses secondaires issus de la sédimentation de la déferlante puis de la remobilisation des dépôts. Les cycles d'ingestion/expulsion d'air dans l'écoulement dense, par interaction avec la topographie, expliqueraient donc à la fois la grande fluidité des écoulements denses et la formation des déferlantes pyroclastiques. Les résultats de cette thèse mettent à jour un mécanisme nouveau qui pourrait être la clé de la mise en place des écoulements pyroclastiques et pourrait permettre d'améliorer la prévision future des risques et des menaces par modélisation numérique.

Mots clés : volcanologie, écoulements pyroclastiques, modélisation, déferlante, rhéologie

Abstract

Small volume pyroclastic density currents are complex volcanic flows, whose physical behaviour is still debated. They comprise two parts: the pyroclastic flow, rich in particles and blocks, overridden by the ash-cloud surge, a turbulent and dilute flow. The interactions between these two parts are not fully understood, as well as their exchanges of mass and momentum. Therefore, the thesis focuses on the investigation of ash-cloud surge formation mechanisms from the pyroclastic flow.

The experiments reveal a mechanism of dilute flow formation by alternation of air incorporation into and elutriation of fine particles from a dense granular bed subjected to vibrations. The air is aspirated into the granular bed during dilatations, and expulsed during the contraction phases. A part of the particles are then sustained by the turbulent expulsed air and form a mixture of gas and particles that transforms into a gravity current. Extrapolated to a volcanic edifice, this mechanism of air incorporation and elutriation can be reproduced by a rough topography, where each obstacle generates a compaction followed by a dilatation of the pyroclastic flow. The quantification of the mechanism has been accomplished and the mass flux from the dense flow to the ash-cloud surge has been deduced.

The numerical model is first used to study the pyroclastic flow rheology, which controls the velocity of the flow, and then the mass flux previously mentioned. One chapter is dedicated to the fluidization effect on the pyroclastic flow rheology. Results show that this mechanism can explain the long runout of these flows, and also the formation of levées and channel morphologies. The air ingestion in the flow during its movement could explain a part of the pyroclastic flows dynamic. Simple rheologies has also been analyzed: a Coulomb rheology, a plastic rheology, and a variable friction coefficient rheology. Results show that the plastic rheology seems to be the most adapted rheology to simulate the pyroclastic flow dynamic.

Then, the numerical model has been used to test the mass flow law obtained through experiments. Applied to the 25 June 1997 dome collapse at Soufrière Hills Volcano at Montserrat, results show that the simulations reproduce accurately the extension and the thickness of the surge deposits. The simulations are also able to reproduce the surge derived pyroclastic flow, generated by remobilisation of surge deposits. The cycles of ingestion/expulsion of air in the pyroclastic flow by interactions with the topography could explain both the great fluidity of these flows and the formation of ash-cloud surge. These results highlight a new mechanism that could be a key process in pyroclastic flow dynamic, which could improve significantly the hazard and risk assessment using numerical model.

Keys words: volcanology, pyroclastic flow, modelling, ash-cloud surge, rheology.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE 21

Chapitre 1 – Connaissances et problématiques des courants de densité pyroclastiques

I. Introduction 26

II. Morphologie d'un écoulement pyroclastique 27

2.1. Modèle général des écoulements pyroclastiques 27

2.2. Formation des écoulements pyroclastiques 30

2.3. L'écoulement dense et ses dépôts 33

2.3.1. Ecoulements de faibles volumes 33

2.3.2. Ecoulement de grands volumes : les ignimbrites 36

2.4. La déferlante et ses dépôts 38

III. Mécanismes de différentiation 41

3.1. Ségrégation d'un écoulement hyper-concentré 41

3.2. Formation de la déferlante à partir de l'écoulement dense 44

3.2.1. Genèse de l'écoulement dense : fragmentation d'un dôme 44

3.2.2. Mécanismes de formation de la déferlante 45

IV. Mécanismes de transport et de sédimentation 48

4.1. Introduction au concept de zone limite d'écoulement 48

4.2. Propagation d'un écoulement dense et sédimentation 48

4.3. Propagation d'une déferlante et sédimentation 51

V. Problématiques des écoulements pyroclastiques de faible volume 53

5.1. Sensibilité à la topographie 53

5.2. Paradoxe de la rhéologie de l'écoulement dense 54

5.3. Récurrences des écoulements de faibles volumes 56

5.4. Risques naturels : difficultés de prédiction 56

VI. Résumé et méthode d'étude 59

Chapitre 2 – Théorie des écoulements de gravité et leurs implications pour les écoulements pyroclastiques

I. Introduction 62

II. Propriétés des écoulements de gravité 63

2.1. Morphologie 63

2.2. Dynamique 65

III. Propriétés des écoulements de gravité particulaires dilués 67

3.1. Entrainement 67

3.2. Mise en suspension et transport 69

3.3. Sédimentation 73

IV. Propriétés des écoulements de gravité particulaires concentrés : les écoulements granulaires 76

4.1. Définition 76

4.2. Ecoulements granulaires secs 76

4.3. Ecoulements granulaires fluidisés 80

4.3.1. Principe physique de la fluidisation 80

4.3.2. Défluidisation et diffusion de la pression de fluide interstitiel 82

4.3.3. Impact de la pression de fluide interstitiel sur un écoulement 83

Chapitre 3 – Méthodologie

Introduction 88

Partie A : Méthodes expérimentales

I. Résumé des travaux précédents 89

1.1. Expériences de rupture de barrage ou « lock-exchange » 89

1.2. Alimentation contrôlée de particules 91

1.3. Entrainement et sédimentation dans une soufflerie 92

II. Dispositif expérimental d'étude des déferlantes 93

2.1. Présentation du dispositif 93

2.1.1. Dispositif version 1 : soufflerie et vibrations 93

2.1.2. Dispositif version 2 : vibrations seules 96

2.2. Les réservoirs 97

2.3. Capteurs et méthodes de mesure 98

2.3.1. Caméras 98

2.3.2. Mesure de la concentration par atténuation lumineuse 100

2.3.3. Analyseur morphologie G3 104

2.4. Les particules utilisées 105

2.4.1. Ignimbrite de Neschers 105

2.4.2. Billes de verre 107

III. Dispositif expérimental d'écoulements fluidisés 108

3.1. Présentation du dispositif 108

3.2. Conditions expérimentales 109

3.2.1. Particules 109

3.2.2. Protocole de mesure 110

IV. Analyse dimensionnelle 111

4.1. Dimensionnement des expériences de formation de déferlantes 111

4.1.1. Théorème de Buckingham et nombres sans dimensions 111

4.1.2. Analyse dimensionnelle des écoulements expérimentaux 115

4.2. Dimensionnement des expériences de rupture de barrage 117

Partie B : Méthode numérique, le modèle VolcFlow

I. Résumé des travaux précédents 119

1.1. Les modèles cinétiques et empiriques 119

1.2. Les modèles moyennés verticalement 121

1.3. Entrainement et sédimentation dans une soufflerie 123

II. VolcFlow version 1 : principe de fonctionnement 125

2.1. Présentation 125

2.2. Approche utilisée 126

2.3. Equations constitutives de l'écoulement 128

2.4. Schéma numérique 130
2.5. Modification apporté dans cette thèse : la fluidisation 131
2.5.1. Advection et diffusion de la pression de fluide interstitiel 131
2.5.2. Apports sur le schéma numérique 132
III. VolcFlow version 2 : modèle à 2 couches 133
3.1. Modèle physique 133
3.2. Equations constitutives 135
3.2.1. Pour l'écoulement dense 135
3.2.2. Pour la déferlante 135
3.3. Lois d'échanges entre les deux parties 137
3.3.1. Flux de masse de l'écoulement dense vers la déferlante 137
3.3.2. Flux de masse de la déferlante vers le sol (sédimentation) 138
3.4. Modifications apportées : rhéologie de la partie dense 140
3.4.1. Ajout de la fluidisation 140
3.4.2. Rhéologie frictionnelle à coefficient de frottement variable 140

Chapitre 4 - Etude numérique de l'impact de la pression de fluide interstitiel dans l'écoulement dense

Présentation générale 144

Effects of pore fluid pressure on pyroclastic flows: Numerical simulation and experimental validation

1. Introduction 145
2. Granular flows and fluidization mechanism 145
2.1 Gas pore pressure and fluidization 145
2.2 Pore pressure variation 146
3. Numerical modelling 147
4. Laboratory experiments 148
5. Comparison between simulations and experiments 149
5.1 Input parameters of the model 149
5.2 Dry flows 149

5.3 Flows with initial pore pressure 149
6. Application to natural flows 150
7. Discussion 151
1.7.1. Experimental validation 151
1.7.2. Implications for pyroclastic flows 151
8. Conclusion 152

Chapitre 5 – Etude numérique du mécanisme de formation des déferlantes et implication pour les écoulements pyroclastiques

Présentation générale 156

Investigate surge-derived pyroclastic flows formation by numerical modelling of the of 25 June 1997 at Soufriere Hills Volcano, Montserrat

1. Introduction 158
2. 25th June 1997 pyroclastic activity 158
2.1. Dome ollapse of the 25 June 1997 158
2.2. Surge-derived pyroclastic flow 160
3. Numerical modeling 162
3.1. Exchange laws 163
3.2. Physical behaviour of the basal part 163
3.3. Physical behaviour of the ash-cloud surge 165
3.4. Topography 166
3.5. Sources conditions 167
3.6. Parameters of the model 168
4. Results 171
5. Discussion 176
5.1. Genesis of the SDPFs 176
5.2. Implications for hazards 177
6. Conclusion 179

Chapitre 6 – Etude expérimentale du mécanisme de formation des déferlantes

Introduction **182**

I. **Problématique et résumé des travaux précédents** **182**

II. **Démarche scientifique** **182**

Partie A : Entrainement turbulent par cisaillement

I. **Introduction** **184**

II. **Mesure du flux de masse** **185**

1.1. **Protocole expérimental** **185**

1.2. **Résultats** **185**

III. **Influence de la température** **187**

IV. **Effet de la granulométrie** **188**

V. **Discussion** **193**

Partie B : Incorporation d'air par vibration et élutriation

I. **Introduction** **195**

II. **Description et analyse qualitative** **196**

2.1. **Introduction** **196**

2.2. **Description qualitative** **196**

2.3. **Fluidisation du lit granulaire** **199**

2.4. **Formation d'un écoulement de gravité** **200**

III. **Mesure du flux de masse** **202**

3.1. **Théorie et conditions expérimentales** **202**

3.1.1 Comportement d'un lit granulaire vibré verticalement 202

3.1.2 Protocole expérimental 204

3.1.3 Condition physiques des expériences 205

3.2. **Résultats des expériences** **209**

3.2.1. Mise en suspension des particules : le nuage initial 209

3.2.2. Effondrement du nuage : formation d'un écoulement dilué 213
3.2.3. Sédimentation 220
3.3. Détermination du flux de masse émis 222
IV. Influence de la géométrie de la boite 224
4.1. Forme du réservoir : contrainte sur la direction d'entrée de l'air 224
4.2. Epaisseur du lit granulaire et masse 227
V. Effet de la granulométrie 228
5.1. Introduction et protocole 228
5.2. Résultats 229
5.3. Discussion 230
VI. Influence de la température 231
6.1. Introduction 231
6.2. Résultats 231
6.2.1. Avec les billes de verre monodisperses 231
6.2.2. Avec l'ignimbrite polydisperse 233
VII. Interprétation et modélisation des expériences 235
7.1. Mise en suspension 235
7.1.1. Seuil de fréquence 236
7.1.2. Seuil de formation des écoulements 238
7.2. Interprétation de l'influence de la température 239
7.3. Dynamique des écoulements 242
7.3.1. Vitesse du front 242
7.3.2. Dynamique de sédimentation 243
7.4. Bilan 247

Partie C : Implication pour la formation des déferlantes

I. Contraintes sur la dynamique des déferlantes par le mécanisme d'entrainement turbulent 248
1.1. Conditions expérimentales et dimensionnement 248
1.2. Extrapolation limitée : mécanisme secondaire 248

II. Contraintes sur la dynamique des déferlantes par le mécanisme d'incorporation d'air par vibration 250
2.1. Loi d'échelle et modèle physique 250
2.2. Seuil de formation 252
2.3. Morphologie des déferlante et nuage co-ignimbritique 252
2.4. Fluidisation de l'écoulement dense 254
III. Extrapolation pour la formation des déferlantes pyroclastiques 255
3.1. Modèle de formation des déferlantes par incorporation d'air sur topographie rugueuse 255
3.2. Flux de masse pour une déferlante 258
Conclusion 259

Chapitre 7 – Apports des études expérimentales et numériques à la compréhension de la genèse et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques

I. Introduction 262
II. Mesure du flux de masse 263
3.1. Caractéristiques de la loi expérimentale à seuil 263
3.2. Comparaison des deux lois 266
III. Simulation numérique de l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat par la loi à seuil 267
3.1. Paramètres de la simulation 267
3.2. Résultats et comparaison 269
IV. Impact de la fluidisation 273
4.1. Protocole et conditions sources 273
4.2. Résultats des simulations 275
V. Discussion générale 277
5.1. Protocole et conditions sources 277
5.2. Implications du mécanisme d'incorporation d'air : l'apport de pression de fluide régulier 278

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

I. Synthèse des résultats 281

1.1. Formation des déferlantes 281

1.2. Rhéologie des écoulements denses 282

II. Perspectives 283

2.1. Dynamique des écoulements pyroclastiques 283

2.2. Rhéologie des écoulements denses 284

2.3. Prévention des risques associés 285

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 287

ANNEXES 311

INTRODUCTION GENERALE

Les courants de densité pyroclastiques, ou plus généralement appelés écoulements pyroclastiques, sont des écoulements volcaniques relativement fréquents et dangereux. D'après Blong (1984) ils représenteraient la première cause de mortalité due au volcanisme au court du 20ème siècle. Historiquement, les écoulements pyroclastiques furent décrits pour la première fois par Alfred Lacroix en 1904, après qu'ils eurent dévasté la ville de Saint-Pierre en Martinique. Il les nomme alors *nuées ardentes*, par leur analogie avec un nuage de poussière chargé de particules très chaudes. Le terme sera repris par différent auteurs comme Perret (1936) qui observe les mêmes phénomènes quelques années plus tard, et sera même adopté par la littérature anglo-saxonne (Fisher and Heiken, 1982). Par l'étude des dépôts mais aussi par le recueil de témoignages, Lacroix (1904) reconstitue la chronologie de l'éruption de 1902 et décrit pour l'une des première fois la dynamique qui anime ces écoulements. C'est alors principalement par l'étude des dépôts que la dynamique interne des écoulements pyroclastiques sera investiguée dans les décennies suivantes. Ce n'est qu'à partir des années 70 et le développement des études sur la dynamique des fluides et des courants de gravité que les connaissances sur la dynamique des écoulements pyroclastiques vont faire des progrès conséquents.

Un modèle émerge au fil du temps afin de décrire cette dynamique. Les écoulements pyroclastiques sont considérés comme des écoulements dont la concentration en particules varie sur l'épaisseur à tel point que deux parties se distinguent : l'écoulement dense concentré à la base, et la déferlante diluée au-dessus. La première partie fortement concentrée en particules volcaniques de toutes tailles se distingue nettement de la seconde qui elle est majoritairement composée de gaz et s'apparente à un nuage chaud. Mais ce modèle conceptuel de premier ordre n'explique pas toujours la grande variabilité des dépôts que l'on observe sur le terrain, et notamment ceux des écoulements pyroclastiques de grands volumes, appelés ignimbrites. Très largement étudiées, les caractéristiques de ces dépôts d'ignimbrites témoignent d'une dynamique interne assez complexe. Ainsi, il convient de distinguer les écoulements pyroclastiques de grands volumes dont la dynamique est complexe, des écoulements de faibles volumes pour lesquels le modèle à deux écoulements semble plus cohérent. Cette thèse se focalise uniquement sur la dynamique de ces écoulements de faibles volumes.

De nombreuses questions se posent alors au sujet de ce modèle à deux parties pour lequel les relations entre les deux couches ne sont pas vraiment comprises. En effet, quels sont réellement les liens entre la déferlante et l'écoulement dense ? Par quels mécanismes chacune de ces parties se différentie-t-elle ? Dans le cas des écoulements de faibles volumes tels que ceux générés par l'effondrement d'un dôme de lave, la déferlante semble être formée par l'écoulement dense (Ogburn et al., 2014). Dans ce contexte, la principale problématique de l'étude est donc de comprendre comment une déferlante peut se former au sein d'un écoulement pyroclastique de faible volume. Puisque cette déferlante semble être générée par l'écoulement dense, la dynamique de ce dernier aura une forte influence sur les mécanismes de formation. Il est donc important de connaitre la rhéologie des écoulements denses avant de pouvoir étudier la formation des déferlantes. Les méthodes préférentiellement utilisées pour répondre à ce genre de problématiques sont la modélisation expérimentale, qui s'inspire des études sur les écoulements de gravité, ainsi que la modélisation numérique. La combinaison des deux méthodes, complétée par l'apport des études de terrain, constitue l'une des meilleures techniques d'étude de la dynamique des écoulements pyroclastiques.

Une autre problématique majeure associée à ces écoulements se résume en une simple question : comment les prédire ? La capacité de prédiction d'un écoulement pyroclastique constitue la base élémentaire de la prévention des risques naturels qu'ils engendrent. Mais malgré plus de 50 ans d'études sur leur comportement physique, il est aujourd'hui toujours difficile de les prédire. La modélisation numérique est considérée aujourd'hui comme l'outil le plus efficace pour estimer les aléas causés par ce genre de phénomènes. Mais là encore, la prédiction des écoulements pyroclastiques pour la simulation numérique nécessite avant tout la compréhension des mécanismes de fonctionnement internes des écoulements pyroclastiques.

L'objectif de cette thèse est donc l'étude des relations entre les déferlantes et l'écoulement dense au sein d'un écoulement pyroclastique afin d'améliorer in fine leur prédiction. Elle se concentre principalement sur l'étude de la formation des déferlantes à partir de l'écoulement dense et donc l'analyse des échanges de masses entre ces deux parties. L'étude sera menée par la combinaison de deux modélisations différentes, chacune permettant d'étudier différentes parties des mécanismes. Tout d'abord, l'étude de la rhéologie de l'écoulement dense et la formation des déferlantes sera étudiée par la modélisation numérique. Parallèlement, la formation des déferlantes sera aussi étudiée par la modélisation expérimentale avec le développement d'un dispositif pour reproduire le mécanisme en laboratoire. Dans la dernière étape, une comparaison des résultats obtenus par chacun des modèles est effectuée afin de

discuter de leurs implications pour la dynamique des écoulements pyroclastiques et la prévention de leurs risques.

Dans le détail, la thèse est articulée en sept parties :

- Le chapitre 1 présente le sujet de l'étude à savoir les écoulements pyroclastiques. Il fait l'état des connaissances actuelles sur ces écoulements et présente les principales problématiques associées. Il commence par une description de la morphologie générale des écoulements pyroclastiques et de leurs dépôts, et une présentation du modèle à deux parties. Il enchaine sur une description des mécanismes de formation ainsi que ceux qui conduisent à la formation de chacune des deux parties. Après cela, les mécanismes de transport et de sédimentation sont décrits. Enfin, le chapitre termine par un résumé des problématiques associées aux écoulements de faibles volumes qui font l'objet de cette thèse.
- Le chapitre 2 présente l'état des connaissances sur les écoulements de gravité dont les écoulements pyroclastiques font partie. Il décrit leur dynamique et constitue la base théorique pour tous les chapitres qui suivent. Une description des écoulements de gravité est donnée en premier lieu, avant une description spécifique des écoulements de gravité particulaires dilués, puis enfin une description des écoulements de gravité particulaires concentrés (les écoulements granulaires).
- Le chapitre 3 présente les différentes méthodologies utilisées dans cette thèse. Il est donc articulé autour de deux grandes parties : la partie A présentant les modèles expérimentaux qui ont été développés dont le dispositif de formation des déferlantes et le dispositif de rupture de barrage, accompagnés par une analyse dimensionnelle des expériences. La partie B détaille le modèle numérique VolcFlow qui a été utilisé, dont les différentes versions sont précisées, ainsi que les modifications qui ont été apportées durant cette thèse.
- Le chapitre 4 présente les résultats d'une étude sur la rhéologie de l'écoulement dense, et plus précisément sur l'impact de la pression de fluide interstitiel sur la dynamique de cet écoulement. Cette étude, réalisée par simulation numérique, a fait l'objet d'une publication dans le journal *Geophysical Research Letter*.
- Le chapitre 5 présente les résultats d'une étude sur la formation des écoulements secondaires dérivés des déferlantes, effectuée de nouveau à l'aide de la modélisation numérique. L'objectif est d'étudier les liens entre les deux parties des écoulements pyroclastiques en changeant la rhéologie de l'écoulement dense et d'en conclure quant

à son impact sur la déferlante et les écoulements secondaires. Cette étude a aussi fait l'objet d'une publication, en cours de révision, dans le journal *Bulletin of Volcanology*.

- Le chapitre 6 présente les résultats du modèle expérimental consacrés à l'étude des mécanismes de formation des déferlantes à partir de l'écoulement dense. Il s'agit d'une exploration de plusieurs mécanismes proposés pour la formation de ces déferlantes. Il est organisé en 3 parties : une première sur l'exploration du mécanisme d'entrainement turbulent des particules, une seconde sur l'exploration du mécanisme d'incorporation d'air et d'élutriation, et enfin une troisième sur les implications volcanologiques de ces résultats.
- Le chapitre 7 présente la synthèse des résultats obtenus aux trois précédents chapitres. Il a pour objectif l'étude du mécanisme d'incorporation d'air pour la formation des déferlantes, mis en évidence au chapitre 6, et sa comparaison avec le mécanisme utilisé dans le modèle numérique. Une discussion de tous ces résultats termine le chapitre.
- Pour terminer, une conclusion générale permet de résumer les principaux résultats obtenus par les différentes études. Cette partie se conclue alors par une ouverture sur les perspectives d'étude qu'induises cette thèse.

Chapitre 1 : Problématiques des courants de densité pyroclastiques

I. Introduction

Les écoulements pyroclastiques sont des écoulements volcaniques complexes qui ont fait l'objet de grandes synthèses bibliographiques depuis une quarantaine d'années pour tenter caractériser et regrouper toutes les observations (Fisher et Schmincke, 1984 ; Cas et Wright, 1987 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et al. 2014 ; Dufek et al., 2015 ; Dufek, 2016). Ces écoulements sont constitués d'un mélange de gaz et de particules volcaniques de tailles, natures, ou densités très variées, et relativement chaudes (au-delà de 600°C pour les magmas, 350 à 450°C pour les dépôts pyroclastiques comme ceux de Montserrat, Calder et al., 1999). Ce sont des écoulements de gravité, ce qui signifie que le moteur de leur déplacement est la gravité. Dade et Huppert (1998) ont notamment mis en évidence leur grande mobilité comparée à d'autres écoulements naturels. Ils sont capables de s'écouler sur de longues distances, plusieurs dizaines de kilomètres parfois, pour des vitesses généralement supérieures à 100 km h^{-1}, mais peuvent dépasser les 100 m s^{-1} dans les cas les plus extrêmes (235 m s^{-1} au Mont Saint Helens, Kieffer et Sturtevant, 1988). La température moyenne de l'écoulement est très variable et peut diminuer rapidement en cas d'incorporation d'air importante, comme le décrit Lacroix (1904) à Saint Pierre lors de l'éruption de la Montagne Pelée en 1902. Le transfert thermique entre les particules volcaniques et l'air ambiant provoque une forte décroissance de la densité de l'air qui, additionnée à la sédimentation des particules, aboutit à la transformation de l'écoulement en un nuage qui s'élève par flottabilité. Ces écoulements laissent après leur passage des dépôts pyroclastiques dont le volume est très variable suivant l'éruption, de quelques millions de mètres cubes à plus de 1000 km^3 (Brown et Andrews, 2015). Leur structure et leur morphologie sont alors en lien avec la dynamique de l'écoulement (Sparks et al., 1973 ; Fisher, 1979).

Les écoulements pyroclastiques sont des aléas volcaniques relativement imprévisibles et très souvent mortels (Blong, 1986). Certaines éruptions majeures peuvent être citées, comme celles de la Montagne Pelée en 1902 (Lacroix, 1904), du Mont Unzen en 1991 (Yamamoto et al., 1993), de Soufrière Hills Volcano à Montserrat en 1997 (Voight et al., 2002 ; Sparks et al., 2002) ou encore du Merapi en 1994, 2006 ou 2010 (Bourdier et Abdourachman 2001 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Komorowski et al., 2013). Ces écoulements constituent une grande menace car leur intensité ainsi que leur fréquence de manifestation sont très variables. Ils peuvent être de grande ampleur, rares mais destructeurs, ou bien de faibles ampleurs, moins destructrices mais très récurrentes. Ils se répandent sur de grandes surfaces (souvent plus de 10^6

m^2 et jusqu'à 20 000 km^2, Brown et Andrews, 2015) et posent des problèmes importants à court et moyen terme pour l'agriculture et l'économie d'une région (Blong, 1986). Même pour les petits volumes, le pouvoir destructeur de tels écoulements est important, comme il fut mis en évidence après l'éruption du Merapi en 2010 par Jenkins et al. (2013).

Ce chapitre fait l'état des connaissances actuelles sur les écoulements pyroclastiques. Il ne prétend pas résumer toutes les connaissances acquises sur ces écoulements mais regroupent leurs principales caractéristiques communes, ainsi que les caractéristiques spécifiques aux écoulements de faibles volumes. Une première partie sera consacrée à la morphologie générale de ces écoulements et leurs principales caractéristiques. Une seconde partie sera consacrée aux mécanismes de différentiation en deux parties, avant d'aborder les mécanismes de transport et de sédimentation dans la troisième partie. Dans la quatrièmement partie les problématiques associées spécifiquement aux écoulements pyroclastiques de faibles volumes seront décrits. Enfin, la démarche scientifique utilisée pour tenter de répondre à ces problématiques sera exposée dans la dernière partie.

II. Morphologie d'un écoulement et de ses dépôts

2.1. Modèle général d'un écoulement pyroclastique

Même si écoulements pyroclastiques sont décrits comme des écoulements de gravité, ils sont en réalité plus complexes. Un modèle a émergé par l'étude de leurs dépôts, dans lequel les écoulements pyroclastiques sont composés de deux parties distinctes comme schématisé sur la Figure 1.1 (Cas et Wright, 1986 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et al., 2014 ; Dufek et al., 2015 ; Dufek, 2016) : (i) une partie fortement concentrée en particules à la base, appelée écoulement dense, où les particules sont en contact les unes avec les autres et se déplacent par glissements, rotations ou collisions et viennent constituer des dépôts massifs ; (ii) et une partie très diluée au-dessus, appelée déferlante, où les particules sont transportées par un gaz turbulent et laissent des dépôts plus fins et stratifiés. Cette dernière se disperse par élutriation pour former un nuage co-ignimbritique ou *phoenix cloud* (Fig 1.1) constitué de particules fines qui s'élève à cause de sa faible densité causée par la forte température des gaz et des particules.

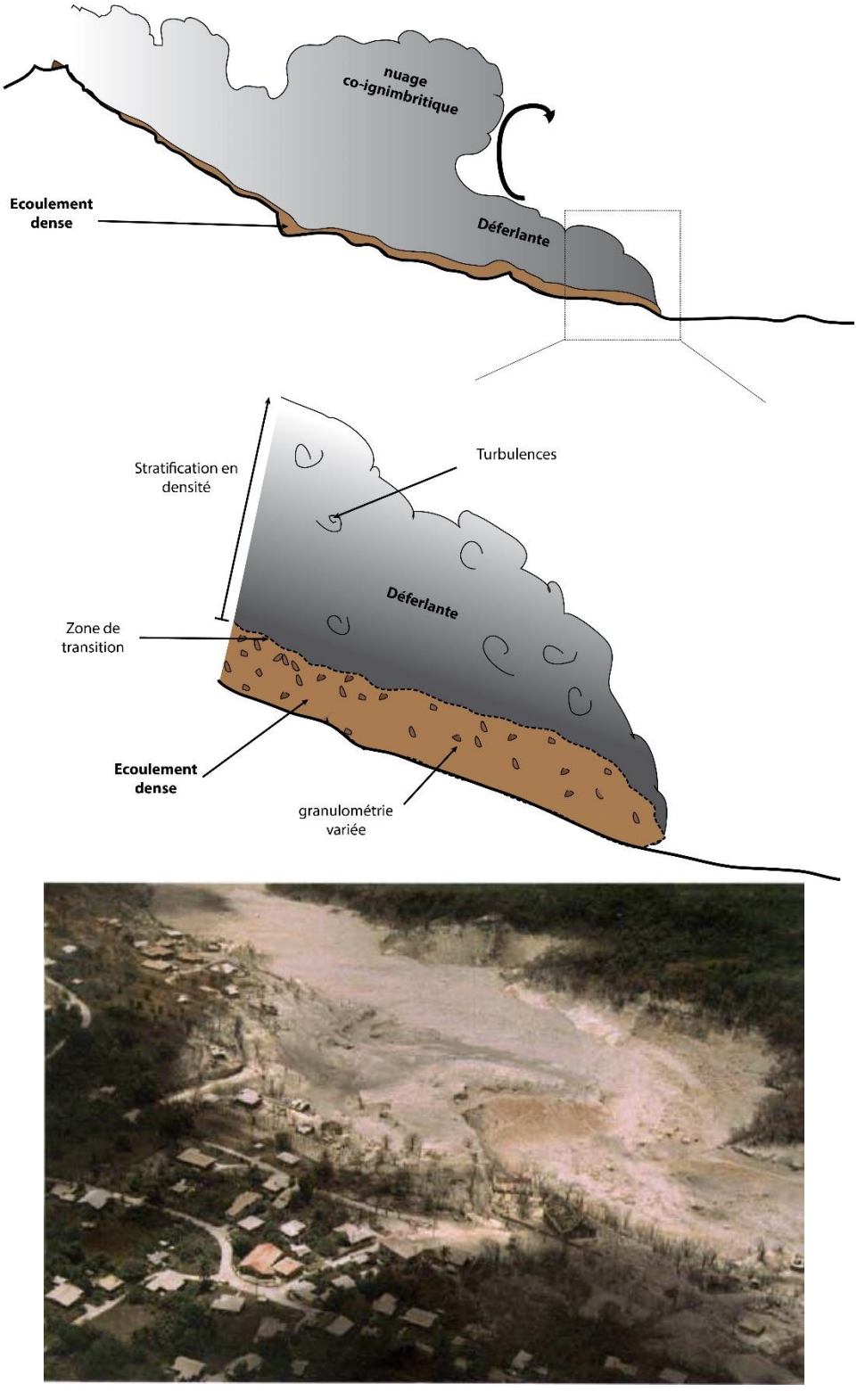


Figure 1.1 : Schéma de la morphologie générale d'un écoulement pyroclastique, et zoom sur son organisation interne. La photographie est une photo aérienne des dépôts de l'écoulement pyroclastique du 25 juin 1997 à Montserrat juste après l'éruption, avec des dépôts massifs d'écoulement de blocs et de cendres dans la vallée, séparés des dépôts très fins de déferlante qui saupoudrent les abords (photos, Cole et al. 2002)

La première partie à avoir été décrite fut l'écoulement dense, nommée *pyroclastic flow* (Fisher 1966). Mais rapidement Sparks et al. (1973) identifient un deuxième type de dépôts très différent, non pas massif mais stratifié, donnant lieu à la classification de deux entités : le

pyroclastic flow pour la partie dense et le *pyroclastic surge* pour la déferlante. Fisher (1979) et Carey (1991) expliquent que les différences entre les dépôts résident dans une différence de transport et de sédimentation. Ces mécanismes feront alors l'objet d'une description détaillée dans la suite de ce chapitre. Certaines études tendent à montrer que les deux parties pourraient désigner deux extrémités d'un même continuum de densité (Valentine, 1987 ; Druitt, 1992 ; Branney and Kokelaar, 1992). Ainsi, l'écoulement dense et la déferlante sont finalement décrits comme appartenant à un seul écoulement, dit *pyroclastic density current* (courant de densité pyroclastique) dans lequel elles constituent deux parties distinctes, obéissant chacune à une physique différente (Druitt 1998 ; Branney et Kokelaar 2002).

Depuis une vingtaine d'année, les avancées sur les connaissances de ces écoulements notamment en mécanique des fluides tendent à montrer que les liens entre les deux parties sont importants et que la concentration en particules est le principale paramètre contrôlant leur dynamique (Burgisser et Bergantz, 2002 ; Sulpizio et al., 2014 ; Dufek et al., 2015 ; Dufek, 2016). C'est elle qui définit le caractère dense ou dilué de l'écoulement, et donc sa physique (Burgisser et Bergantz, 2002). Initialement, Dade et Huppert (1996) fixent une concentration critique à 30% de particules, mais Weit et al. (2018) montrent que cette concentration pourrait être bien inférieure (quelques %, fonction du nombre de Reynolds). Bréard et al. (2016) et Bréard et Lube (2017) observent pour la première fois expérimentalement la formation des deux parties d'un écoulement pyroclastique et montrent en plus qu'il existe une zone dite de transition entre les deux où les propriétés physiques sont à mi-chemin entre un régime turbulent et un régime granulaire collisionnel. Les écoulements pyroclastiques sont donc aujourd'hui vus comme un continuum de concentration entre un pôle concentré, l'écoulement dense, et un pôle très dilué, la déferlante. La variation de cette concentration sur l'épaisseur se traduit par des changements de comportement physique du milieu, du régime frictionnel au régime turbulent. Malgré tout, ce modèle de continuum montre parfois ses limites. En effet, sur le terrain la distinction relativement nette entre les dépôts des deux parties n'est pas facilement expliquée par ce modèle de continuum où la transition entre écoulement dense et déferlante est diffuse. La dynamique complexe des écoulements pyroclastiques est donc toujours discutée aujourd'hui.

Afin d'avoir une description complète de la dynamique des écoulements pyroclastiques, nous allons maintenant nous intéresser aux mécanismes conduisant à la formation de ces écoulements, puis nous enchainerons sur une description spécifique des caractéristiques de chacune des deux parties ainsi que de leurs dépôts associés.

2.2. Formation des écoulements pyroclastiques

Les écoulements pyroclastiques sont le produit d'éruptions violentes, capables de fragmenter le magma et de le projeter dans l'atmosphère rapidement. Différents processus de formation ont été identifiés au cours du temps, générant des écoulements pyroclastiques spécifiques à chaque processus. Les quatre principaux mécanismes sont décrits succinctement dans la suite, illustrés par des schémas sur la figure 1.2.

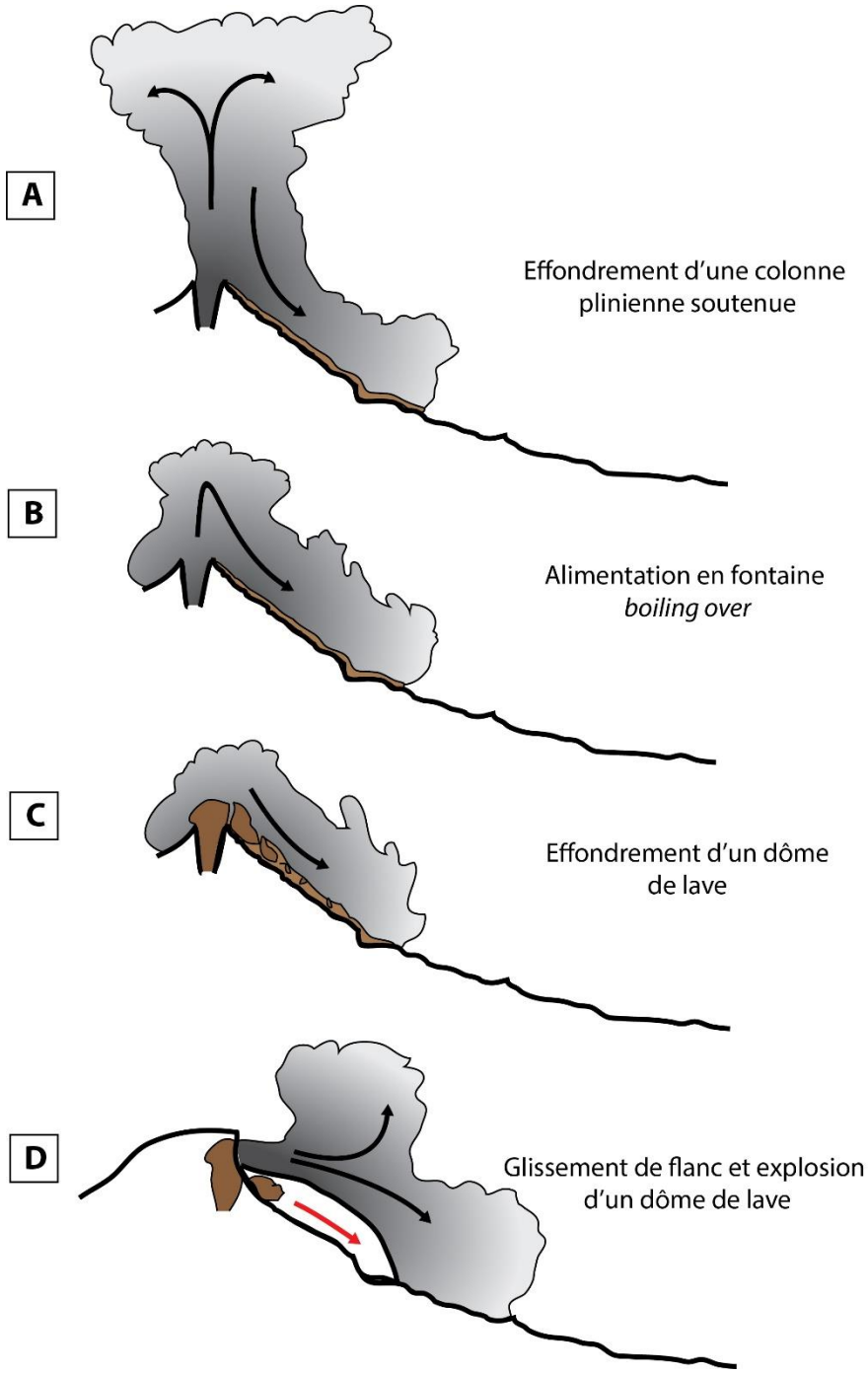


Figure 1.2 : Schémas des quatre principaux mécanismes de formation des écoulements pyroclastiques, dont les détails sont donnés pour chaque mécanisme dans le texte.

(i) L'effondrement d'une colonne éruptive suite à une éruption de grande ampleur (Fig 1.2 A). C'est le principal mécanisme de formation des ignimbrites, dont une description sera donnée dans la partie 2.3.2. (Sparks et Wilson, 1976 ; Sparks et al. 1978 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Wilson et al., 1986 ; Cas et Wright, 1987 ; Carey et al., 1988 ; Freundt et al., 1999). La stabilité de la colonne est liée à différents paramètres : le flux de masse, la vitesse du jet, la largeur du conduit, la température, ou encore l'entrainement d'air (Sparks et al., 1978 ; Neri et Macedonio 1996). Lorsque la vitesse du jet et le flux de masse diminuent, ou bien que la largeur du conduit augmente (par arrachement des parois), la colonne n'incorpore plus assez d'air au centre et sa flottabilité diminue. Elle n'est plus stable et s'effondre totalement ou partiellement (notamment ses bordures) en formant des écoulements pyroclastiques (Bursik et Woods, 1996 ; Sparks, 1997a ; Branney et Kokelaar, 2002). C'est l'effondrement totale d'une colonne plinienne qui produit les écoulement pyroclastiques aux plus grandes volumes (Carey et al., 1988).

(ii) L'alimentation en fontaine d'un panache volcanique non soutenue, appelé *boiling over* (Fig 1.2 B). C'est un mécanisme comparable au précédent, à la différence que l'entrainement d'air dans le jet n'est pas suffisant pour former une colonne de faible densité capable de rester stable (Branney and Kokelaar, 2002). Le nuage chargé de particules ne peut donc pas s'élever très haut et retombe rapidement en formant des écoulements pyroclastiques (Fig 1.2 B). Ce mécanismes se produit notamment lors d'événements brefs comme des explosions vulcaniennes cycliques, comme ce fut observé à Montserrat (Druitt et al., 2002b). Ces éruptions de moindre ampleur que les effondrements de colonne donnent lieu à des écoulements pyroclastiques localisés nommés écoulement de ponces et cendres (*pumice-and-ash flow*), car très riches en ponces, qui seront décrits dans la suite.

(iii) L'effondrement gravitaire d'un dôme de lave (Fig 1.2 C). Les dômes de lave, exposés à l'air libre et soumis à des instabilités gravitaires, peuvent s'effondrer partiellement ou totalement. En s'effondrant, la lave se fragmente rapidement et forme des blocs puis des cendres et constituent un écoulement pyroclastique (Sato et al., 1992 ; Boudon et al., 1993 ; Druitt 1998 : Ui et al., 1999 ; Cole et al., 1999, 2002). Les instabilités gravitaires peuvent être provoquées par la croissance du dôme ou bien par une surpression des gaz magmatiques. Sato et al. (1992) montrent que l'équilibre entre la pression du gaz magmatique et la résistance mécanique du dôme va influer sur le type d'éruption et les

classent en 3 types : (i) le type Merapi faiblement explosif similaire à une avalanche gravitaire, (ii) le type Péléen modérément explosif, (ii) et le type Soufrière très explosif, où le dôme explose totalement. Ui et al. 1999 complète le modèle de Sato et al. (1992) en précisant que les effondrements gravitaires du type Merapi peuvent provenir soit de la croissance d'un dôme exogène, soit par la poussée causée par la croissance d'un dôme endogène. Plus récemment, Boudon et al. (2015) montrent que la perméabilité du dôme joue un rôle important, notamment sur son explosivité et le type d'écoulement pyroclastique : un dôme développant une carapace étanche aura tendance à exploser et produire des écoulements pyroclastiques relativement dilués (type Péléen), et à l'inverse un dôme très perméable et fracturé, sans carapace, génèrera des écoulements plus localisés par simple effondrement gravitaire (type Merapi). Ce type de mécanisme génère des écoulements de blocs et cendres, relativement localisés et d'un volume modéré à faible (Boudon et al., 1993 ; Cole et al., 2002 ; Komorowski et al., 2013 ; Ogburn et al., 2014).

(iv) Le glissement d'un flanc de volcan et l'explosion d'un dôme de lave est un quatrième type de formation (Fig 1.2 D). Il est peu commun car il n'a été observé que pour 2 éruptions, le Mont Saint Helens le 18 mai 1980 et Soufrière Hills Volcano le 26 décembre 1997 (Kieffer, 1981a ; Lipman et Muilleneaux 1981 ; Sparks et al., 2002 ; Voight et al., 2002 ; Wood et al., 2002) puis évoqué pour l'éruption du Benzymiany en 1956 (Gorshkov, 1959 ; Belousov 2007). La croissance d'un dôme de lave, qu'il soit à l'air libre ou interne (cryptodôme), peut engendrer des instabilités gravitaires dans l'édifice volcanique entier. Ces instabilités aboutissent à un brutal glissement de flanc du volcan qui entraine alors une partie du dôme avec (Belousov, 2007). Le cœur du dôme étant sous pression car non entièrement dégazé, le glissement fracture le dôme et libère les contraintes mécaniques provoquant une violente décompression (Woods et al., 2002 ; Belousov, 2007). Cette explosion donne naissance à une déferlante de haute énergie appelée blast (décrit dans la suite), et peut être suivie par une éruption soutenue de type plinienne si du magma frais est présent dans le conduit (Lipman et Mullineaux, 1981 ; Belousov, 2007). Le flanc du volcan se transforme en un écoulement gravitaire appelé avalanche de débris dont les dépôts sont différents de ceux du blast (Lipman et Mullineaux 1981 ; Sparks et al., 2002 ; Voight et al., 2002).

2.3. L'écoulement dense et ses dépôts

L'écoulement dense se distingue du reste de l'écoulement pyroclastique par sa forte concentration en particules, laissant des dépôts relativement épais, mal triés et massifs (Sparks 1976 ; Cas et Wright, 1986). Cet écoulement a une épaisseur généralement pluri-métrique qu'il est difficile d'observer car il est en permanence recouvert par la déferlante. Les particules volcaniques se déplacent par transfert de la quantité de mouvement des unes aux autres et dissipent de l'énergie par collision et par frottement (Dufek et al. 2015). Les dépôts possèdent une grande variabilité de faciès due à l'importante diversité de natures, densités, tailles et formes de ses particules. Deux groupes sont souvent identifiés de par ces grandes disparités : premièrement les écoulements de faibles volumes très sensibles à la topographie et relativement localisés, et deuxièmement les écoulements de grands volumes moins sensibles à la topographie et dont la surface qu'ils impactent est importante. Dans le cas des écoulements de faible volume, différentes sous-catégories existent en fonction de la nature du magma où du mécanisme de formation, et sont listées dans la première partie. Dans le cas des écoulements de grands volumes, les dépôts de ces derniers écoulements sont nommés ignimbrites et seront décrites dans la deuxième partie.

2.3.1. Les écoulements de faibles volumes

- **Les écoulements de blocs et cendres (*blocks-and-ash flow*)**

Figure 1.3 : Dépôts d'un écoulement de blocs et cendres de l'éruption du 5 novembre 2010 eu Merapi, avec sa séquence stratigraphique associée mesurée au même point. Le camion donne l'échelle. (Log stratigraphique modifié d'après Komorowski et al. 2013 ; Photo 2016 VG).

Comme nous l'avons vu sur la figure 1.2 C, ils sont générés suite à l'effondrement d'un dôme de lave. Ce sont des écoulements de volumes faibles à modérés, entre 10^6 et 10^8 m^3, qui parcourent des distances de l'ordre du kilomètre mais dépassent parfois les 10 km. Ils sont aussi caractérisés par leur côté pulsatile car généralement composés d'une succession de pulsations de quelques secondes résultat de l'effondrement par à-coups du dôme de lave. Ils sont fortement contrôlés par la topographie et restent confinés dans les vallées, même si leur débordement est fréquent (Charbonnier et Gertisser 2008, 2010 ; Lube et al., 2011). Leurs vitesses de mise en place dépendent en grande partie de la pente de la topographie mais se situent généralement entre 5 et 25 m s^{-1}, voire jusqu'à 100 m s^{-1} pour Montserrat (Cole et al., 2002). Les dépôts mesurent généralement une dizaine de mètres d'épaisseur comme on peut le voir par exemple sur la figure 1.3, mais peuvent parfois dépasser les 100 m (Brown et Andrews, 2015). La proportion de matériaux juvéniles est importante puisqu'ils sont quasi intégralement composés des fragments du dôme, et ont une concentration en lithiques autour de 10 % (Sparks, 1976 ; Brown et Andrews, 2015). Ils sont très mal triés, la granulométrie varie des cendres de l'ordre du micron aux blocs pluri-métriques (Cole et al, 2002 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Reyes-Davila et al., 2016). Ils ont une composition typiquement andésitique à rhyodacitique (Brown et al., 2015) et se mettent en place à des températures d'environ 400 à 600 °C. Les dépôts présentent une faible structuration et sont massifs dans la plupart des cas, comme sur la figure 1.3 où l'on distingue bien les blocs au sein du dépôt massif. Ils peuvent cependant présenter un granoclassement sur leur épaisseur, parfois inverse, et des structures en lobe au front (Lube et al., 2011).

- **Les écoulements de ponces et cendres**

Les écoulement de ponces et cendres sont généralement issues de l'effondrement total ou partiel d'une colonne volcanique suite à une éruption explosive (Sparks et al., 1978 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Wilson et al., 1986 ; Cas et Wright, 1987 ; Freundt et al., 1998). La proportion de matériaux juvéniles est très supérieure à la proportion de matériaux non juvéniles, arrachés dans le conduit lors de la remonté du magma ou issus de l'érosion de l'écoulement (Sparks, 1976 ; Wilson et Walker 1982 ; Branney & Kokelaar, 2002 ; Roche et al. 2016). Classiquement, deux types de dépôts sont distingués : les dépôts dont le volume est supérieur à 1 km^3 sont appelés ignimbrites et seront décrits dans la suite ; les dépôts dont le volume est inférieur à 1 km^3 sont appelés écoulements de ponces et cendres au sens strict. Ces derniers ont une granulométrie variée et souvent bien classées par le développement de structures morphologiques au sein de cet écoulement comme des chenaux et des levées observés au Mont

Saint Helens en 1980 (Rowley et al., 1981, Hobblit et al., 1981 ; Brand et al., 2014) sur la figure 1.4, ou bien au Lascar en 1993 (Matthews et al., 1997 ; Sparks et al., 1997b ; Jessop et al., 2012).

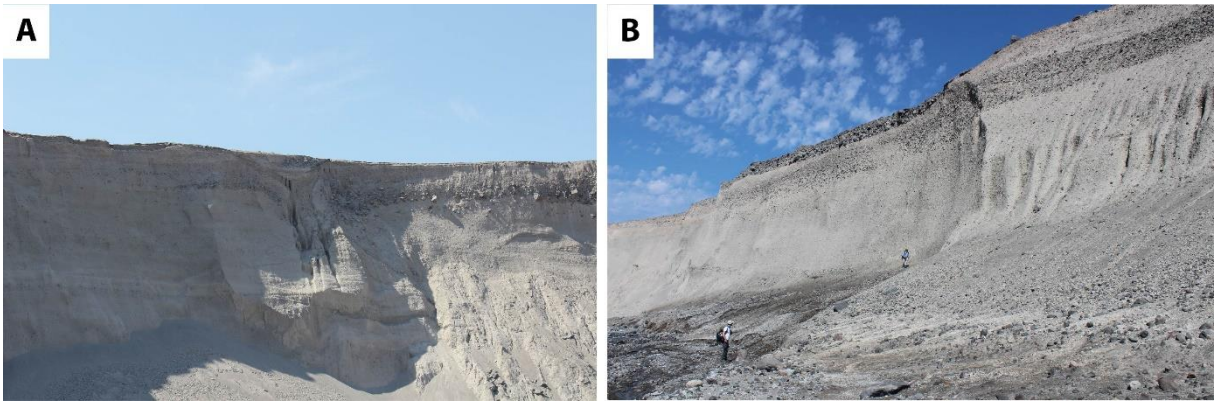


Figure 1.4 : Dépôts massifs de l'éruption du Mont Saint Helens le 18 mai 1980, avec la mise en évidence de chenaux dans une coupe A (niveau plus grossier). Différentes unités sont visibles sur la coupe de la rivière en B (niveau riche en lithiques en haut), Les personnes donnent l'échelle. (photos 2017 VG).

- **Les coulées de scories (scoria flow)**

Très proche des écoulements de ponces et cendres, les coulées de scories sont à la différence constitués de fragments de lave basique vésiculées, basaltiques ou andésitiques, et de cendres (Nairn et Self, 1978 ; Wright et al., 1980 ; Lube et al., 2007 ; Bernard et al., 2014). Leur volume est là aussi faible, typiquement 10^6 m^3. Des structures morphologiques comparables à celles observées dans les écoulements de ponces ont été identifiées dans des coulées de scories notamment des chenaux et des levées comme au Ngauruhoe en 1975, ou au Tungurahua en 2006 (Nairn et Self, 1978 ; Lube et al., 2007 ; Kelfoun et al. 2009 ; Bernard et al., 2014).

- **Les écoulements dérivés de déferlante**

Il a été mis en évidence que pour certaines éruptions, notamment à Montserrat en 1997 ou 2008, les dépôts de la déferlante pouvaient se remobiliser pour former un écoulement dense secondaire appelé *surge-derived pyroclastic flow* (Calder et al., 1999 ; Druitt et al. 2002a ; Loughlin et al., 2002a,b ; Komorowski et al. 2010, 2013). Dans ce cas, ces dépôts ont une granulométrie équivalente à celle des dépôts de déferlante (décrite dans la suite), mais peuvent être composés de blocs pluri-centimétriques (Druitt et al., 2002a). L'épaisseur de ce type d'écoulement est généralement de quelques mètres (un mètre pour les dépôts), pour des vitesses de 10 m s^{-1} environ (Druitt et al., 2002a). Calder et al. (1999) et Druitt et al. (2002a) interprètent la formation de ce type d'écoulement par la sédimentation rapide de la déferlante qui empêche les gaz de s'échapper des dépôts et ainsi induit une pression de fluide interstitiel. Cette pression

réduisant les frictions intergranulaires et entravant la sédimentation, les dépôts entrent alors en mouvement. Le mécanisme de formation de ces écoulements sera discuté dans le chapitre 5 de cette thèse.

2.3.2. Les écoulements de grands volumes : les ignimbrites

Les ignimbrites ont des caractéristiques assez atypiques et furent le sujets d'importantes recherches au cours des dernières décennies (Sparks et Wilson, 1973 ; Wilson et Walker, 1982 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Wilson et al., 1986 ; Cas et Wright, 1987 ; Branney and Kokelaar, 1992, 2002 ; Dade and Huppert, 1996 ; Freundt, 1998, 1999 ; Roche et al., 2016). Dans ce paragraphe, seules les caractéristiques majeures des ignimbrites sont résumées, malgré les très nombreuses propriétés découvertes, car ils ne sont pas le sujet principal de cette thèse.

Le mot ignimbrite est strictement réservé au dépôt des écoulements pyroclastiques de grands volumes issus de l'effondrement d'une colonne éruptive. Elles sont souvent associées à la formation d'une caldeira (Druitt et Sparks, 1983). La composition chimique des ignimbrites est relativement variable, d'andésitique à dacitique mais le plus souvent rhyolitique, avec des variations au sein même d'une seule ignimbrite (Cas et Wright, 1987). Les particules composant ses dépôts sont d'une grande variété : majoritairement des ponces juvéniles d'une masse volumique moyenne de 2000 à 1000 kg m^{-3} pour des tailles variant du micron jusqu'au bloc métrique, des lithiques arrachés dans le conduit ou par érosion, et des cristaux d'une masse volumique moyenne supérieure à 2000 kg m^{-3} (Brown et Andrews, 2015). Classiquement, les ignimbrites ont une séquence stratigraphique en 3 couches (Sparks et al., 1973 ; Sparks, 1976 ; Wilson et Walker, 1982) : (i) la couche 1, stratifiée, composée de particules fines à la base de la série, et interprétée comme le dépôt d'une déferlante typique dite *ground surge* mesurant une dizaine de centimètres, (ii) la couche 2 qui est l'ignimbrite au sens strict mesure une dizaine de

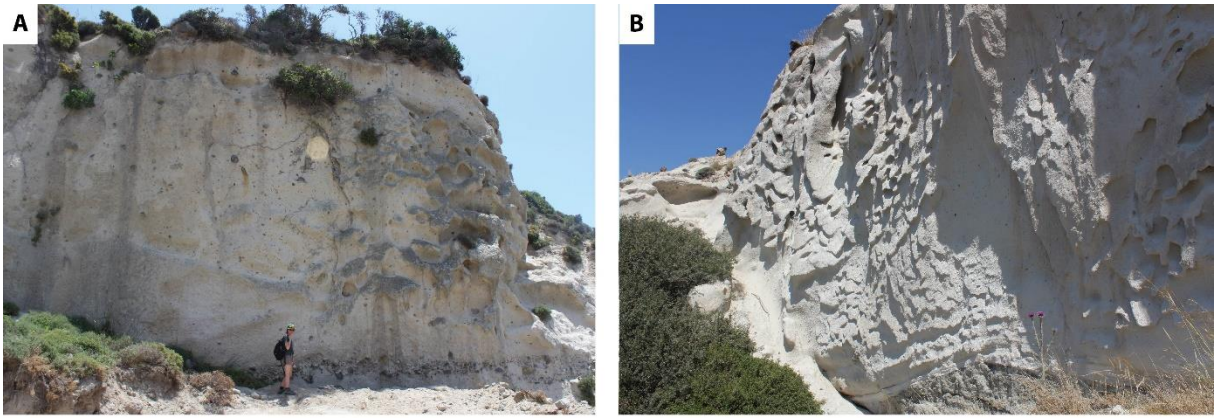


Figure 1.5 : Ignimbrite de l'île de Kos (Kos Plateau Tuff) en Grèce avec en A la partie supérieure de l'ignimbrite (couche 2) et en B la base de l'ignimbrite (première unité, début de la couche 2) dont le contact avec le sol est visible. (Photo 2017 VG).

mètres d'épaisseur au moins (exemple avec l'ignimbrite de Kos, ou Kos Plateau Tuff, Fig 1.5) et présente un granoclassement inverse des ponces et un granoclassement normal des lithiques (3 types d'ignimbrite existent suivant le degré de classement des clasts ; Wilson, 1980), (iii) enfin la couche 3 constituée de cendres fines, majoritairement des cristaux, est présente à la surface de l'ignimbrite et ne mesure généralement pas plus d'une dizaine de centimètres.

Les volumes, bien que toujours supérieurs à 1 km^3, peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur (jusqu'à 5000 km^3). De ce fait, ces écoulements ont la capacité de recouvrir des surfaces importantes et le contrôle topographique est variable. Différents faciès de dépôts ont alors été identifiés (Wilson et Walker, 1982 ; Fisher et Schmincke 1984, Cas et Wright 1987) en fonction de l'intensité de l'éruption (Fig 1.6 A) : les ignimbrites ne recouvrant que des vallées (*Valley Pond Deposits* ou *Valley-Fill*), les ignimbrites capables de déborder des vallées et de former des dépôts stratifiés sur les bordures (*Ignimbrite Veneer Deposits*), et enfin les ignimbrites formant de grandes couches peu sensibles à la topographie (*Landscape burying*) (Fig 1.6 A). L'ignimbrite adopte alors différentes morphologies sur une carte, appelée rhéomorphisme, où sa surface possède une forme plus ou moins circulaire (Fig 1.6 B). Walker et al. (1980) introduisent donc le rapport d'aspect, calculé par le rapport entre l'épaisseur

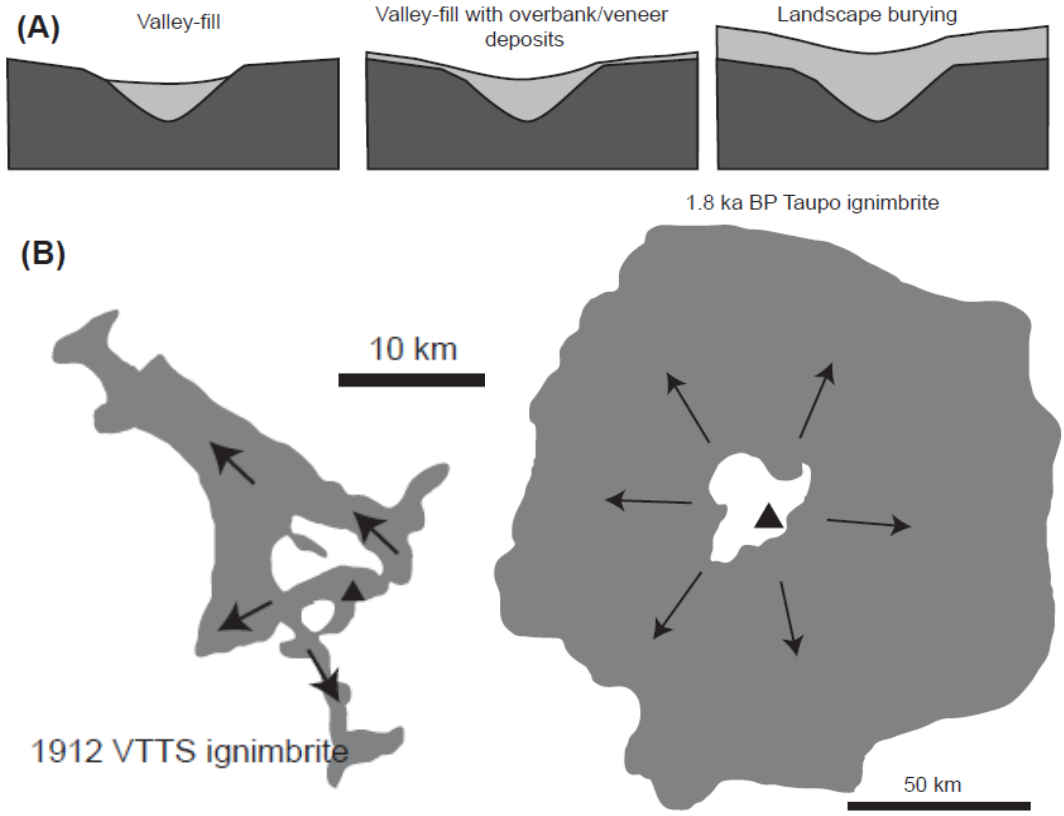


Figure 1.6: Schéma des principales caractéristiques des ignimbrites, avec en (A) les faciès principaux des dépôts et en (B) la morphologie générale des ignimbrites avec les HARI (Taupo) et les LARI (VTTS, Valley of Ten Thousand Smokes). Les triangles représentent l'évent de l'éruption. Modifié d'après Brown et Andrews, 2015.

moyenne de l'ignimbrite et le diamètre d'un cercle dont la surface est équivalente à celle de l'ignimbrite. Ils définissent alors le concept de LARI ou *Low Aspect Ratio Ignimbrite* pour les ignimbrites ayant un fort étalement et une épaisseur faible, comme par exemple Taupo (1.8 ka), Kos Plateau Tuff (130 ka) ou l'éruption Campanienne (36 ka) (Walker et al., 1980 ; Druitt, 1998). A l'inverse, les HARI pour *Hight Aspect Ratio Ignimbrite* sont des ignimbrites qui ont un faible étalement et restent plutôt confinées dans les vallées avec des épaisseurs assez importantes, comme par exemple, Peach Spring Tuff (18 ka), la Vallée des dix mille fumées (VTTS) en 1912 ou le Pinatubo en 1991 (Walker et al., 1980 ; Carey 1991 ;Druitt 1998) (Fig 1.6 B). Ces différences d'aspects ne sont pas fonction du volume de l'ignimbrite et Bursik et Woods (1996) les associent à des différences dans les mécanismes de transport.

2.4. La déferlante et ses dépôts

Les déferlantes sont définies comme des écoulements turbulents chauds de faible concentration, peu sensible à la topographie, qui évoluent en sédimentant progressivement jusqu'à former le nuage co-ignimbritique. Valentine (1987) montre que ces écoulements sont stratifiés en densité sur l'épaisseur, à cause d'une stratification de la concentration volumique et de la taille des grains, si bien plus l'on se rapproche de la base, plus les particules sont larges et donc plus la densité moyenne de l'écoulement est grande. Les mécanismes de transport et de

Figure 1.7 : Photographie d'une partie de la séquence de dépôts de déferlante de la phase plinienne de l'éruption du 18 mai 1980 du Mont Saint Helens (USA). Les dépôts sont stratifiés et présentent des stratifications entrecroisées sur la partie supérieure. On y observe aussi la taille de grains relativement faible, parfois interrompue par la présence de ponces centimétriques. L'épaisseur des strates est aussi relativement variable (Photo 2017 VG).

sédimentation seront décrits dans la suite. Les dépôts sont relativement fins et bien classés, avec une taille de grains relativement fine elle aussi (typiquement $2 < \Phi < 1$, Brown et Andrews, 2015). Ils présentent une stratification et des structures sédimentaires du type stratification entrecroisée, dunes, voire antidunes (Fisher, 1979 ; Fisher et Schimncke, 1984 ; Douillet et al. 2014). Ces structures peuvent être en partie observées sur la figure 1.7, qui est une photographie des dépôts de déferlante du 18 mai 1980 au Mont Saint Helens. Malgré une morphologie commune, plusieurs types de déferlantes ont été identifiés, tout comme pour les écoulements denses. Historiquement, la première description fût menée par Sparks et al. (1973) et Sparks et Walker (1983) qui ont identifié la séquence d'un dépôt de déferlante et l'ont distingué d'un écoulement dense, en la nommant *ground-surge*. Fisher (1979) reprend ces descriptions et définit trois types de déferlantes : la déferlante simple ou *ash-cloud surge*, la déferlante de base ou *base surge* et la déferlante de type *ground surge*. Fisher et Schminke (1984) y ajoute un quatrième type avec le *blast surge* après l'éruption du Mont Saint Helens en 1980. Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques de chacun des types de déferlante, hormis le type *ground surge* déjà rapidement décrit dans la section précédente des ignimbrites.

- **Déferlante de type ash-cloud surge :**

Les déferlantes composants la partie supérieure de l'écoulement pyroclastique sont qualifiées d'*ash-cloud surge* par leur similitude avec un nuage turbulent (Fisher, 1979). Elles recouvrent totalement l'écoulement dense, empêchant toute observation interne, et contrairement à ce dernier, elles ne sont donc pas confinées dans les vallées (Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002). Néanmoins leur sensibilité à la topographie semble toute de même importante. Fisher (1995) explique que, suite à l'éruption du Mont Unzen en 1991 au Japon, le découplage entre l'écoulement dense et la déferlante peut être accentué par la topographie, et que la déferlante peut se comporter comme un écoulement de gravité isolé. Ce phénomène de détachement est alors observé pour l'éruption du Mont Unzen en 1991 (Yamamoto et al., 1993 ; Nakada et Fujii, 1993), à Montserrat en 1997 notamment (Loughlin et al., 2002b ; Druitt et al., 2002 ; Ogburn et al., 2014) ou encore réinterprété à la Montagne Pelée pour l'éruption de 1902 (Fisher and Heiken, 1982; Bourdier et al., 1989). Nous reviendrons plus amplement sur cette sensibilité à la topographie dans la section 5.1. Les dépôts présentent des caractéristiques classiques comme décrites précédemment avec des grains fins et bien classés, ($\Phi < 1$, Brown et Andrews, 2015), et une structuration bien développée avec des stratifications parfois entrecroisées et la présence de dunes (Douillet et al., 2014). Leur épaisseur est souvent de l'ordre du mètre.

- **Déferlante de type blast**

Certaines déferlantes de haute énergie portent le nom de blast. Ce type d'écoulement très violent est généré lors de la décompression rapide d'un dôme de lave (c.f. section 2.2). L'écoulement est préférentiellement dirigé dans une seule direction mais s'étale à grande vitesse sur une large surface (500 km² pour l'éruption du Mont Saint Helens), avec une forte capacité de destruction tout en laissant peu de dépôts. L'écoulement peu concentré sédimente rapidement et se transforme en un nuage co-ignimbritique à cause de sa température (Gardner et al., 2017). Les dépôts sont relativement similaires aux dépôts de déferlantes classiques avec une faible épaisseur, une granulométrie fine ainsi qu'une structure stratifiée. Le premier blast reconnu comme tel fut décrit après l'éruption au Bezymianny en 1956 (Gorshkov, 1959). Mais c'est lors de l'éruption du Mont Saint Helens le 18 juin 1980 (USA) que le premier blast est observé et donnera lieu à de nombreuses études détaillées sur sa formation et sa dynamique notamment (Hobblit et al., 1981 ; Kieffer 1981a,b ; Lipman et Mullineaux, 1981 ; Voight et al., 1981 ; Hobblit et al., 1986 ; Druitt, 1992). Des événements similaires furent décrit par la suite comme à Soufrière Hills Volcano à Montserrat le 26 Décembre 1997 (Voight et al., 2002). D'autres éruptions font débat quant à la présence ou non d'un blast comme à la Montagne Pelée (Fisher et Heiken, 1983 ; Lajoie et al., 1989 ; Boudier et al., 1989) ou encore récemment au Merapi en 2010 (Komorowski, 2013). Belousov et al. (2007) isolent les caractéristiques communes des blasts qui les différencient d'un simple écoulement pyroclastique comme une granulométrie spécifique, une direction d'explosion, un angle d'ouverture important pour la zone de dévastation et un même mécanisme de formation. Il établit alors une chronologie de la formation d'un blast en trois étapes : (i) *burst phase*, phase où les particules sont projetées par la décompression du corps magmatique (ii) *collapse phase*, où les particules retombent car elles n'ont pas été entrainées dans une colonne éruptive (iii) *PDC phase*, où les particules finissent par constituer un mélange avec les gaz pour former une déferlante. La vitesse de ces écoulements est très débattue. Pour l'éruption du Mont Saint Helens, elle est estimée à l'intérieur de l'écoulement à 235 m s^{-1} par Kieffer et Sturtevant (1988), mais les études numériques récentes semblent témoigner d'une vitesse inférieure. Esposti et al. (2012) simulent le blast du Mont St Helens dans un modèle numérique multiphase 3D et montrent que la vitesse ne peut pas physiquement excéder les 150-170 m s^{-1}. Ils montrent aussi que le blast se transforme rapidement en un écoulement de gravité, où les particules ne sont plus éjectées par décompression mais bien transportées dans un fluide turbulent. Dans ce cas, la durée de la *burst phase*, est estimée à quelques dizaines de secondes seulement.

- **Déferlante de base** :

Le déferlante de base, ou *base surge*, est associée à une explosion phréatique ou phréatomagmatique (Sparks et Walker, 1973 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Cas et Wright, 1987 ; Lube et al., 2014 ; Bréard et al., 2015). Le contact eau magma génère une explosion de forte énergie qui provoque un panache de cendre. A la base de celui-ci, une déferlante radiale se met en place simultanément. Les dépôts sont alors de faible épaisseur et constituent souvent les rebords des maars, ou les anneaux de cendres appelés *tuff rings*. Ils sont composés de particules de laves juvéniles, de granulométrie très fine car le mécanisme de fragmentation est très efficace, et d'une importante quantité de lithiques arrachés lors de la remonté, jusqu'à 90% pour les maars (Brown et Andrews, 2015). Si lors de l'éruption il y avait suffisamment d'eau, le magma est alors trempé et les dépôts présentent souvent une teinte ocre due à l'oxydation par l'eau (palagonitisation à chaud). La proportion d'eau jouera aussi sur la température de la déferlante, plus il y a d'eau, plus elle sera froide et bien triée (Cole et al., 2001).

III. Mécanismes de différentiation

Cette partie traite des mécanismes de différentiation d'un écoulement pyroclastique en ses deux composants, l'écoulement dense et la déferlante. Ces deux parties se différencient de manière différente suivant la source éruptive, le volume de magma et l'énergie mise en jeu. Deux grands types de mécanismes coexistent et feront l'objet d'une section dédiée dans la suite : soit les deux parties sont issues d'un seul écoulement hyper-concentré qui par ségrégation forme l'écoulement dense à la base et la déferlante par-dessus, soit la déferlante est formée à partir de l'écoulement dense notamment dans le cas des écoulements de blocs et de cendre.

3.1. Ségrégation à partir d'un écoulement hyper-concentré

Suite à l'effondrement d'un panache volcanique ou lors de l'explosion d'un dôme de lave sous pression (Woods et al., 2002), l'écoulement pyroclastique se forme à partir d'un mélange de gaz et de particules relativement dilué. Lorsque ce mélange entre en mouvement par gravité, la masse de particules se ségréguent car l'écoulement ne peut transporter toutes les particules (c.f. partie suivante ; Sparks et al., 1978 ; Valentine, 1987). Une partie de la masse retombe alors à la base, en majorité les particules les plus lourdes due à leur poids, tandis qu'une autre partie reste en suspension dans l'écoulement. La base évolue donc petit à petit en un écoulement dense par accumulation des particules, tandis que le nuage dilué supérieur constitue la déferlante. La concentration volumique de particules influe sur la capacité de transport de

l'écoulement et gouverne donc le découplage dense-dilué. L'idée d'un découplage dû à la concentration est émise par Valentine (1987) à partir de son modèle de stratification et montre que dans les vallées l'écoulement dilué génère un écoulement dense par accumulation (augmentation de la concentration) ou par blocage topographique. Dans ce cas l'écoulement dense se forme donc par un excès de concentration de particules. Pour mieux appréhender cet effet de la concentration, Burgisser et Bergantz (2002) ont défini un nombre sans dimension *D*, appelé condition dense-dilué, qui est fonction de la fréquence d'interaction entre les particules (proxy de la concentration) et montrent qu'un écoulement pyroclastique peut se séparer en 2 parties simplement par variation de la concentration en particule sur l'épaisseur (Fig 1.8) :

$$D = \frac{t_c}{t_p} \quad (1)$$

avec t_c le temps caractéristique de collision c'est-à-dire le temps moyen entre chaque collision de particules (fonction de la concentration volumique), et t_p le temps de réponse d'une particule à l'entrainement par un fluide. Ainsi, Burgisser et Bergantz (2002) montrent qu'à la base de l'écoulement pyroclastique, l'excès de concentration donne $D < 1$ ce qui signifie que l'écoulement se comporte comme un écoulement granulaire dense car les interactions particulaires sont fréquentes (t_c est faible). Alors qu'au-dessus d'une concentration critique,

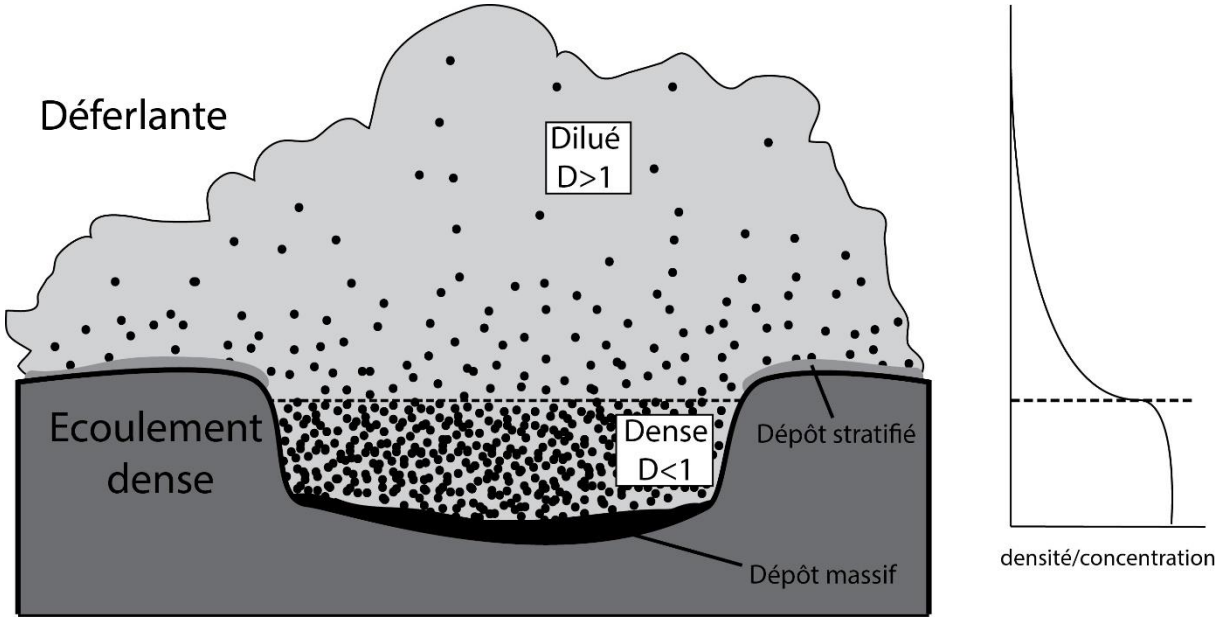


Figure 1.8 : Illustration du modèle de Burgisser et Bergantz (2002) de la condition dense-dilué, où la concentration en particules gouverne le découplage entre l'écoulement dense et la déferlante. Il en résulte au sol deux types de dépôts différents. Modifié d'après Burgisser et Bergantz (2002).

l'écoulement répond à la condition dilué $D > 1$, ce qui signifie que les particules sont plus influencées par le fluide que par les interactions particulaires et constituent donc la déferlante (Fig 1.8). C'est aussi ce que suggèrent des études récentes, notamment Sweeney et Valentine (2017) et Valentine et Sweeney (2018). Ils montrent que la surpression provoquée par la chute des particules d'une colonne éruptive, augmente la concentration à la base de l'écoulement jusqu'à excéder une concentration critique où les particules vont constituer un écoulement granulaire. Weit et al. (2018) montrent d'ailleurs que cette concentration critique semble être dépendante du nombre de Reynolds (cf. partie suivante). Ce modèle théorique de ségrégation de la concentration volumique est alors repris afin d'expliquer la modèle de continuum de densité observé dans les écoulements pyroclastiques, aboutissant à des mécanismes de dépôts très différents entre les deux parties (Sulpizio et al., 2014 ; Dufek et al. 2015 ; Dufek, 2016, Bréard et al., 2016, 2018).

De nombreux auteurs ont donc tenté de démontrer ce mécanisme de formation en utilisant différentes techniques, notamment des modélisations numériques et expérimentales. Parmis les premiers, Neri et Macedonio (1996) reproduisent numériquement l'effondrement d'une colonne plinienne à partir d'un mélange de deux tailles de grains. Ils observent alors la formation d'un écoulement pyroclastique et la ségrégation des particules, les grosses particules sédimentes vers le bas tandis que les fines sont rejetées en haut de l'écoulement. Dartevelle et al. (2004b) réussissent aussi à reproduire numériquement la formation de l'écoulement dense et celle de la déferlante par ce mécanisme de ségrégation, et s'en suivront d'autres modélisateurs comme Neri et al. (2007) pour l'éruption du Vésuve, Doyle et al. (2008, 2011) pour un modèle théorique en deux couches, ou bien Esposti et al. (2008b) pour l'éruption de 1997 à Soufrière Hills Volcano. Les mêmes conclusions sont aussi obtenues expérimentalement notamment par Bréard et al. (2016) et Bréard et Lube (2017) qui observent la ségrégation et le découplage entre les deux parties pour la première fois dans un modèle expérimental, réalisées dans le dispositif de grande échelle nommé PELE (Lube et al. 2015). Les écoulements expérimentaux exhibent la formation d'un écoulement concentré à la base non turbulent, superposé à une partie turbulente diluée et stratifiée sur l'épaisseur. Bréard et al. (2018) montrent enfin dans une troisième étude qu'un écoulement granulaire dense se forme à la base seulement si le mélange dilué initial à une concentration moyenne supérieure à 1% de particules. Ils observent enfin que dans ce cas une importante quantité d'air peut être incorporée dans cet écoulement et donc le fluidiser.

3.2. Formation de la déferlante à partir de l'écoulement dense

La différentiation peut aussi se produire en sens inverse, et l'écoulement dense est alors la source de la déferlante en l'alimentant en gaz et particules fines. Ce mécanisme s'applique notamment dans le cas d'un écoulement de blocs et cendres dont l'effondrement du dôme ne provoque pas la formation d'un mélange dilué initialement. Il est cependant important de noter que la formation de déferlante à partir de l'écoulement dense peut aussi se produire dans tous les types d'écoulements pyroclastiques, en agissant comme une alimentation continue durant la mise en place. Nous allons d'abord étudier la formation de l'écoulement dense comme unité initiale de l'écoulement pyroclastique, avant de détailler le processus de genèse des déferlantes à partir de cette partie dense.

3.2.1. Genèse de l'écoulement dense : fragmentation d'un dôme de lave

Dans le cas des écoulements de blocs et de cendres, la composante diluée n'est pas ou peu présente lors de formation de l'écoulement pyroclastique et l'écoulement dense se forme dès le début. Ce mécanisme est mal connu, mais malgré tout, un scénario a été proposé par Sato et al. (1992) puis Ui et al. (1999) pour décrire la formation de l'écoulement dense : la lave composant le dôme se fragmente facilement et rapidement en blocs. La pression des gaz dans les vésicules provoquent l'explosion des blocs lors de la fragmentation, fabriquant ainsi une grande quantité de particules fines comme résumé sur le schéma figure 1.9 (e.g. Sato et al., 1992 ; Ui et al., 1999). Ainsi donc, la formation d'un écoulement dense début par un stade d'écoulement granulaire où les blocs se déplacent les unes par rapport aux autres, générant des particules de plus en plus petites (Fig 1.9 partie basse). Takahashi et Tsujimoto (2000) indiquent que la partie diluée est pratiquement absente durant cette phase (Fig 1.9 partie basse). La formation de la déferlante découle alors de l'échappement du gaz à travers cet écoulement granulaire, dont plusieurs mécanismes peuvent expliquer la formation. Nous allons donc maintenant nous concentrer sur ce mécanisme.

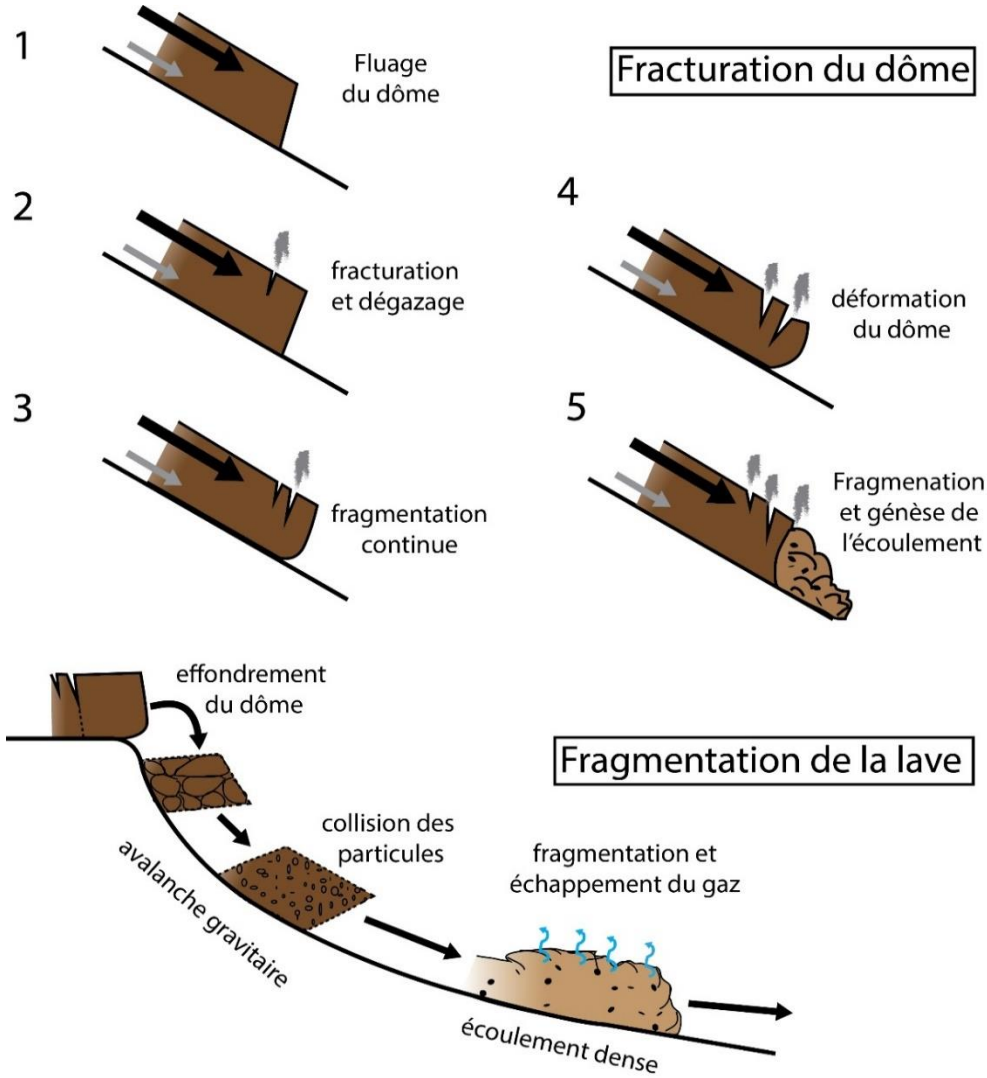


Figure 1.9 : Mécanisme de fracturation d'un dôme et son dégazage associé, schématisé en 5 étapes sur la partie haute de la figure, puis schéma de sa fragmentation conduisant à la formation d'un écoulement sur la partie basse. Modifié d'après Ui et al. (1999) et Takahashi et Tsujimoto (2000).

3.2.2. Mécanismes de formation de la déferlante

Dans la littérature, plusieurs mécanismes hypothétiques de formation de la déferlante ont été évoqués, où celle-ci est créée à partir de l'écoulement dense (Ogburn et al. 2014). Trois principaux mécanismes ont été décrits (Fig 1.9) : (i) l'élutriation des particules fines et du gaz à travers l'écoulement dense (Fisher 1979; Wilson 1980) ; (ii) l'entraînement turbulent à partir d'une couche limite (Denlinger 1987; Fujii et Nakada, 1999) ; et (iii) la fragmentation des particules due aux collisions (Sparks et al. 1978; Fujii & Nakada 1999; Dufek & Manga 2008). Ces processus peuvent potentiellement expliquer la formation des déferlantes, mais ils n'ont pas été démontrés expérimentalement.

L'élutriation est le principal mécanisme évoqué pour expliquer la formation de la déferlante (Fig 1.9 A). Il s'agit du premier modèle proposé afin d'expliquer la présence d'un

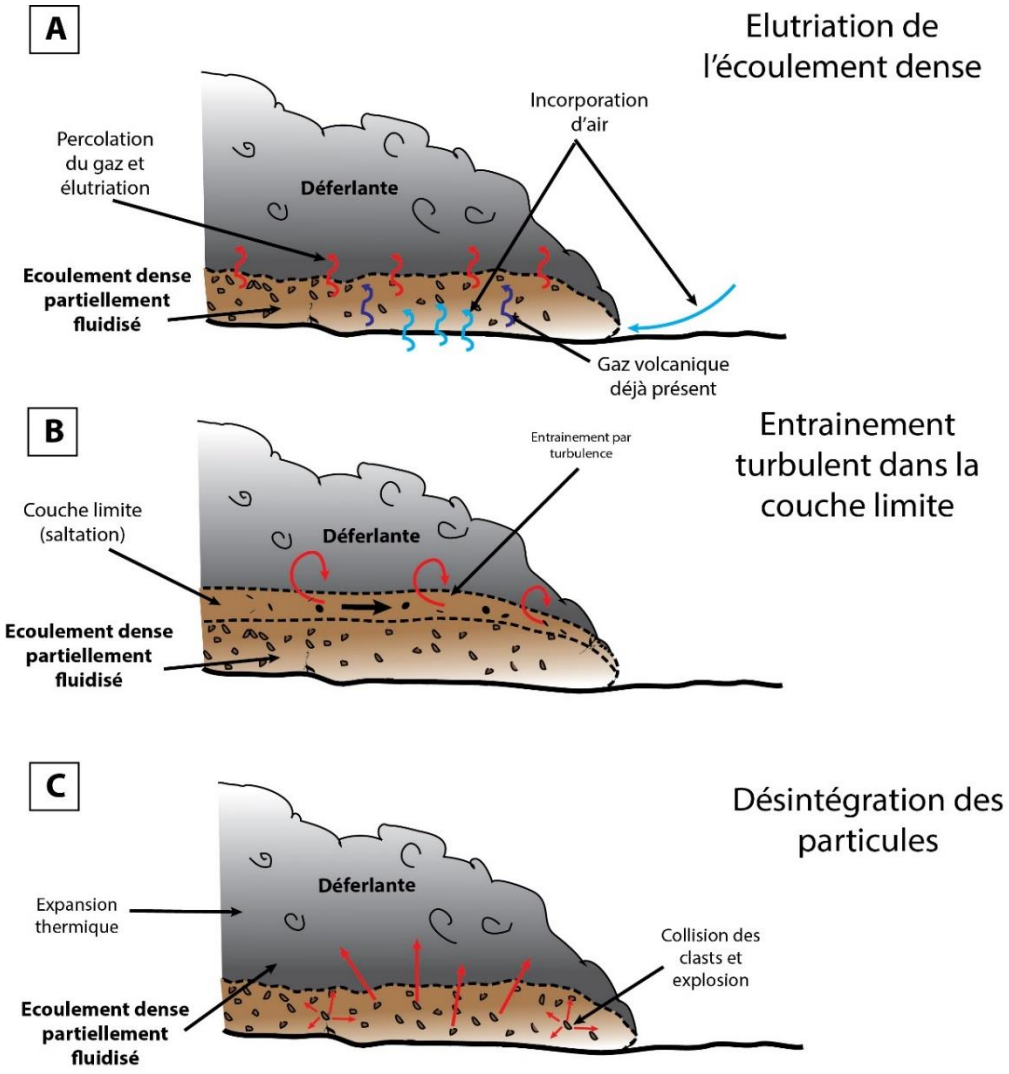


Figure 1.9 : Schémas des 3 principaux mécanismes de formation des déferlantes à partir de l'écoulement dense : A. élutriation des particules fines à travers l'écoulement dense, B. entrainement turbulent à travers une couche limite, C. désintégration des particules par collision et libération de gaz.

nuage dilué au-dessus de l'écoulement dense notamment pour les ignimbrites (Sparks, 1976), mais il est réellement formulé par Fisher (1979) comme mécanisme de formation de la déferlante. L'élutriation est un processus de ségrégation granulométrique où les particules fines plus légères sont entrainées par un flux de gaz traversant l'écoulement dense et viennent constituer un nuage turbulent dilué au-dessus (Sparks, 1976 ; Fisher, 1979 ; Wilson, 1980). Wilson (1980) indique que ce flux de gaz élutriant la partie dense est aussi capable de la fluidiser, c'est-à-dire de réduire les frottements internes (c.f. chapitre 2). Fisher et Heinken (1982) évoque ce mécanisme pour la formation de la déferlante de l'éruption de 1902 de la Montagne Pelée ayant détruit Saint-Pierre. Mais pour élutrier les particules de l'écoulement dense, il est nécessaire que celui-ci émette un flux de gaz, et donc qu'il ait incorporé de l'air lors de sa formation ou de son transport. Là aussi plusieurs mécanismes ont été évoqués pour expliquer la présence de gaz dans cet écoulement : l'incorporation d'air ambiant au front de

l'écoulement lors de la mise en place (Mc Taggard, 1960), le piégeage du gaz volcanique et de l'air ambiant durant la formation de l'écoulement pyroclastique (gaz initial de la colonne éruptive par exemple ; Sparks et Wilson, 1976 ; Wilson, 1980 ; Bréard et al., 2018), l'évaporation du substrat au passage de l'écoulement chaud (Wilson, 1980), le dégazage des clasts eux-mêmes lors de leur fragmentation durant le transport (Sparks et al., 1978 ; Takahashi et Tsujimoto, 2000), l'incorporation d'air par un substrat rugueux (Chedeville et Roche, 2014) ou bien le piégeage du gaz lors de la sédimentation (c.f. *hindered settling* chapitre 2 ; Druitt, 1995 ; Bréard et al., 2018). Tous ces processus d'incorporation d'air sont plausibles mais il est difficile de savoir l'importance chacun d'entre eux ni même s'ils peuvent se produire durant la même éruption. Mais quel que soit le mécanisme d'incorporation du gaz, l'élutriation aura le même effet sur l'écoulement dense. Wadge et al. (1998) montre notamment que le mécanisme est réaliste pour reproduire l'éruption de Soufrière Hills Volcano le 12 mai 1996 à Montserrat, en utilisant un modèle numérique simplifié.

La déferlante peut aussi être formée par l'entrainement turbulent des particules fines (Fig 1.9 B), notamment décrit par Denlinger (1987). L'auteur propose que le mouvement de l'écoulement dense crée à sa surface une zone expansée, ou couche limite, où les particules sont en saltation c'est-à-dire se déplacent par rebonds (c.f. partie 4.2). Dès lors, le frottement de l'air ambiant avec cette couche limite forment des tourbillons turbulents qui entrainent les particules fines. La turbulence n'est donc pas créée par transfert thermique de l'écoulement vers les gaz, mais uniquement par le frottement visqueux entre l'écoulement dense en mouvement et l'air statique. Delinger (1987) calcul que le flux thermique est faible au début mais augmente avec le temps et le volume de la déferlante, ce qui renforce sa turbulence.

La désintégration des particules due au mouvement est aussi un mécanisme contribuant à la genèse de la déferlante (Sparks et al. 1978 ; Takahashi et Tsuijimoto, 2000 ; Dufek & Manga, 2008). Dans ce mécanisme, les particules se fragmentent au fur et à mesure que l'écoulement se développe (Fig 1.9 C). Les cendres sont alors projetées en dehors de l'écoulement dense par l'explosion des blocs et viennent alimenter la déferlante au-dessus (Sparks et al., 1978). A la différence du mécanisme d'élutriation, l'écoulement dense n'a pas besoin d'être traversé par un flux de gaz. La libération du gaz contenu dans les clasts peut contribuer à la fluidisation de l'écoulement dense étant donné que la perméabilité de celui-ci diminue par la production de cendres fines (Sparks et al., 1978 ; Dufek et Manga, 2008). Dufek et Manga (2008) montre que la production de particules fines par collision peut être très importantes et représenter 40 % de la masse totale de l'écoulement pyroclastique.

IV. Mécanismes de transport et sédimentation

4.1. Introduction au concept de zone limite d'écoulement

La mise en place d'un écoulement pyroclastique et sa sédimentation sont des processus liés qu'il est difficile d'observer. Les dépôts laissés suite à ces mécanismes montrent l'image finale du processus de sédimentation. Différentes hypothèses ont alors été établies afin de reconstituer conceptuellement les processus de mise en place. Deux grandes idées ont été proposées : soit les processus de transport et sédimentation sont séparés dans le temps et constituent deux phases distinctes, soit les deux processus sont simultanés et dépendant l'un de l'autre. Cette dernière hypothèse fut proposée par Branney et Kokelaar (2002) sous le concept de zone limite d'écoulement (*flow-boundary zone*) et repris plus tard notamment par Sulpizio et al. (2007) et Sulpizio et Dellino (2008). Dans ce concept, la sédimentation se fait à la base de l'écoulement, là où les particules vont constituer un dépôt. L'interface entre l'écoulement et le dépôt constitue alors une zone dynamique où les interactions particulaires et les cisaillements dissipent l'énergie des particules et provoquent leur accumulation dans le dépôt. La dynamique de cette interface sera alors fortement dépendante de la concentration en particules.

Chacune des deux parties des écoulements pyroclastiques obéit à une physique très différente où ces mécanismes sont peu comparables. Il est donc nécessaire de décrire les mécanismes pour chaque partie de façon distincte puisqu'il est difficile de les uniformiser en un modèle. Pour cela, les mécanismes de transport et sédimentation de l'écoulement dense seront décrits dans une première partie, puis ceux de la déferlante dans une deuxième partie.

4.2. Propagation d'un écoulement dense et sédimentation

La dynamique qui anime l'écoulement dense est complexe et toujours mal contrainte aujourd'hui. Leur comportement physique a d'abord été assimilé à un fluide à seuil, ou fluide de Bingham (Sparks 1976 ; Wilson et Head, 1981 ; Freundt et Schmincke 1986 ; Battaglia 1993). Cela désigne le comportement d'un fluide visqueux qui entre en mouvement si la contrainte cisaillante excède un seuil de contrainte, appelé seuil de plasticité. L'écoulement prend la forme d'un bouchon rigide où seul à sa base les cisaillements sont suffisants pour le déformer, comme illustré sur la figure 1.10 A. Cette description est motivée notamment par l'observation de levées et de chenaux dans les dépôts d'écoulements denses, structures typiques observées pour les coulées de débris dont la rhéologie est décrite ainsi (Sparks, 1976 ; Wilson et Head, 1981). Le modèle de sédimentation de l'écoulement dense qui fut évoqué pour ce type

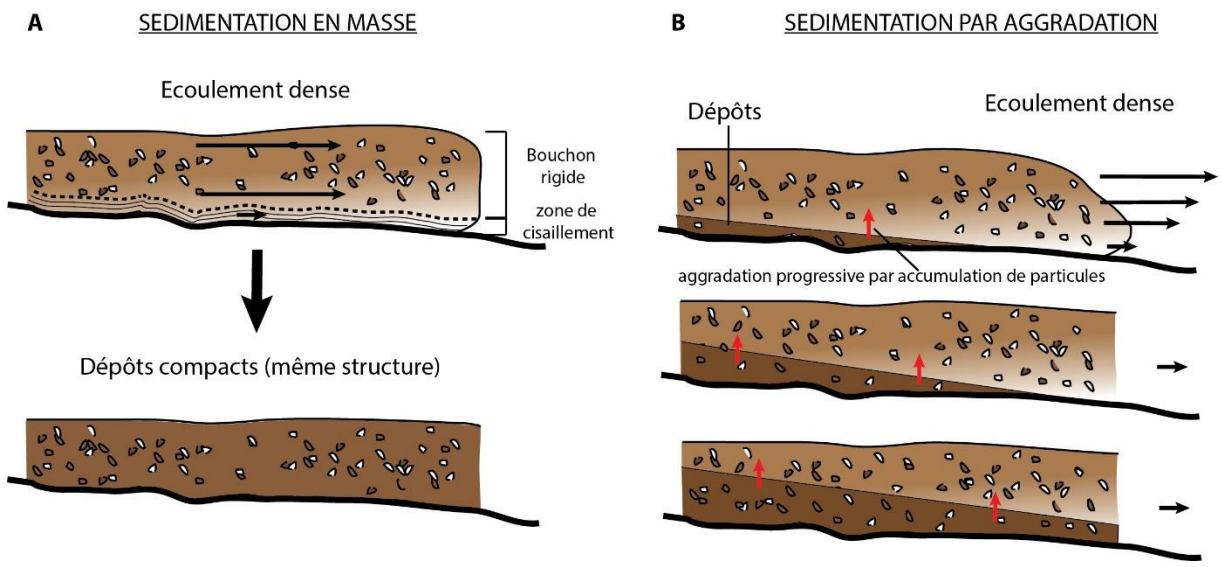


Figure 1.10 : Comparaison entre les mécanismes de sédimentation évoqués pour l'écoulement dense : en A, la sédimentation dite en masse ou l'écoulement se fige et donne des dépôts quasi identiques à l'écoulement ; en B, la sédimentation par aggradation, c'est-à-dire l'accumulation de particules à la base pour constituer un dépôt figé.

de transport est la sédimentation dite *en masse*, où les dépôts sont le miroir de l'écoulement (Fisher et al., 1979) et où la sédimentation et le transport constituent 2 phases distinctes. L'écoulement se fige dès qu'il n'a plus d'alimentation (Battaglia, 1993) et l'organisation structurelle des dépôts est alors la même que dans l'écoulement, comme représenté sur la figure 1.10 A. De la même manière, l'épaisseur des dépôts est pratiquement la même que l'écoulement, 75 % environ d'après Wilson (1984). Le granoclassement inverse des ponces et normal des lithiques est expliqué par une ségrégation interne durant la mise en place, les ponces plus légères remontent à la surface et les lithiques plus denses plongent vers le fond (Sparks 1976 ; Wilson, 1980).

Les écoulements denses sont aussi décrits suivant un modèle d'écoulement granulaire, comme de nombreux autres écoulements géophysiques. Dans ce type de régime, l'écoulement n'est pas vu comme un fluide mais comme un assemblage de grains se déplaçant les uns par rapport aux autres et dont l'allure générale est proche d'un liquide. Comme nous le verrons plus en détail au chapitre 2, deux régimes peuvent être distingués : un régime collisionnel où le transfert de quantité de mouvement est opéré majoritairement par collision car l'écoulement est rapide, puis un régime frictionnel où le transfert de quantité de mouvement s'opère majoritairement par frottement et glissement des particules car l'écoulement est plus lent (Savage, 1984 ; Druitt, 1998). Le régime de transport d'un écoulement dense est donc un mélange entre ces deux régimes, mais peut être considéré comme uniquement frictionnel au premier ordre. Ce type de rhéologie est de plus compatible avec la présence de gaz entre les particules, ce qui n'est pas le cas de la rhéologie de Bingham. En effet, la présence de gaz dans

cet écoulement serait responsable d'une réduction des frottements et donc d'une augmentation de la distance de parcours : c'est la fluidisation (McTaggart, 1960 ; Sparks, 1976, 1978 ; Wilson, 1980, 1984 ; Carey, 1991 ; Druitt, 1998 ; Druitt et al., 2004, 2007 ; Branney et Kokelaar 2002 ; Roche, 2012 ; Roche et al. 2008, 2010). La physique de la fluidisation sera elle aussi plus amplement détaillée au chapitre 2, cette partie se concentrant en premier lieu sur les concepts majeurs. Ainsi, la sédimentation des écoulements denses découlant de ce régime granulaire n'est plus distincte mais simultanée à la mise en place. Les particules forment un dépôt à la base par *aggradation progressive*, où ces dépôts ne sont pas nécessairement le reflet de l'écoulement (Branney et Kokelaar, 1992, 2002 ; Druitt, 1998 ; Dufek et al., 2015). Ce mécanisme est schématisé et comparé à la sédimentation en masse sur la figure 1.10 B. Il a été mis en évidence par Branney et Kokelaar (1992) et démontré expérimentalement assez récemment par des écoulements de billes de verres notamment par Girolami et al. (2010, 2014) et Roche et al. (2013a). Le gaz, interagissant avec les particules, peut aussi retarder l'aggradation : c'est l'*hindered settling* (Druitt et al., 1995 ; Girolami et al, 2008) évoqué notamment pour expliquer le tri granulométrique que l'on observe dans les dépôts (Druitt, 1998). L'aggradation peut aussi générer un mélange par cisaillement dans les dépôts (Rowley et al., 2011, 2014). Une autre particularité de la dynamique de transport et sédimentation des écoulements denses et leur capacité à éroder le substratum et l'incorporer (Dufek et al., 2015), récemment mis en évidence expérimentalement (Roche et al., 2013a) mais aussi sur le terrain avec des structures d'arrachement (Buesch, 1992 ; Sparks et al., 1997b ; Pollock et al., 2016) ou le creusement de chenaux (Brand et al., 2014). Roche et al., (2013a) montre notamment que la tête de l'écoulement expérimental, glissent sur le substratum sans qu'il y ait sédimentation. Cela génère une dépression du gaz interstitiel, capable alors d'absorber des particules du substratum. Roche (2015) calcule qu'un écoulement dense est capable d'arracher et transporter des clasts pluri-métriques (2-5m). Appliqué dans une seconde étude à l'ignimbrite de Peach Spring Tuff, Roche et al. (2016) montrent que d'après la taille des clasts érodés et transportés, la vitesse de l'écoulement était probablement relativement modeste, de l'ordre de 5 à 20 m s^{-1}.

L'aggradation progressive nécessite une alimentation constante en masse des dépôts, qui semble en opposition à l'aspect pulsatile de certains écoulements (Branney et Kokelaar, 2002). Un troisième processus alternatif de sédimentation a donc été proposé : il s'agit du processus de *stepwise aggradation*, ou aggradation par à-coups, proposé notamment par Branney et Kokelaar (1992). Il fût conceptualisé par Sulpizio et al. (2007) et Sulpizio et Dellino

(2008) à partir du concept du concept de zone limite d'écoulement (Branney et Kokelaar, 2002) désignant un processus de sédimentation continue durant la mise en place de l'écoulement. Le mécanisme repose sur l'association des deux précédents processus : l'écoulement dense est composé de plusieurs pulses qui sédimentent en masse indépendamment les unes des autres. Chaque pulse vient alors s'aggrader progressivement sur la précédente afin de constituer un dépôt où les différentes pulses restent identifiables comme Sulpizio et al. (2007) mettent en évidence au Vésuve, ainsi que sur l'île de Salina pour l'éruption de Pollara (Sulpizio et al., 2008), ou encore au Merapi en 2006 (Charbonnier et Gertisser, 2011). Ce dernier processus semble aujourd'hui au cœur des débat puisqu'il propose une solution alternative aux deux processus précédents, et semble plus en accord avec le comportement à la fois continue et pulsatile des écoulements pyroclastiques de faibles volumes (Sulpizio et al., 2014).

4.3. Propagation d'une déferlante et sédimentation

Les déferlantes sont des écoulements difficiles à étudier in-situ et pour lesquels l'étude de la dynamique par celle de leurs dépôts est limitée. Pour cela, on s'en remet souvent par analogie à la physique des écoulements de gravité particulaires, intensément étudiés expérimentalement et dont un résumé de leurs principales caractéristiques sera donné au chapitre 2. Dans la déferlante, les particules sont en suspension dans un gaz, cela signifie que ce gaz les transporte et influence leur trajectoire. Le transport des particules dans ce gaz s'effectue par la turbulence, qui désigne le régime d'écoulement d'un fluide où ses forces visqueuses sont négligeables devant son inertie. Cela se traduit par un état chaotique où le fluide (le gaz dans le cas des déferlantes) forme des tourbillons dans toutes les directions, maintenant alors les particules en suspension. Par convention, l'état turbulent d'un gaz est définit par le nombre de Reynolds :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho u d}{\mu} \tag{2}$$

où ρ est la densité du gaz, μ sa viscosité, u sa vitesse et d une longueur caractéristique. Le gaz est turbulent si $\mathrm{Re} > 10^3$ environ. Le nombre de Reynolds des déferlantes étant bien supérieur à 10^3 (entre 10^6 et 10^9, Burgisser et al., 2005), la majorité des particules seront donc transportées par turbulence. Cette capacité de transport est néanmoins fonction des caractéristiques de chaque particule (densité, taille, forme) et sera donc assez variable puisque les particules volcaniques présentent une large gamme de taille, de forme et de densité. Les implications de

ses variations sont notamment formulées par Valentine (1987) qui montre que les particules sont plus ou moins bien transportées, modifiant la densité de l'écoulement sur l'épaisseur. La capacité de transport de ce régime sera là aussi plus amplement détaillée dans le chapitre 2.

Certaines particules de tailles ou densités plus importantes n'étant pas suspendues par turbulence sont pourtant transportées par la déferlante, à la base de celle-ci. Dans cette zone dite de charriage, la déferlante transporte les particules par un régime de traction, où les interactions particulaires ont plus d'importance. Les particules peuvent adopter 3 types de comportement : (i) la saltation, où les particules font des bonds par collisions (ii) la reptation, où les particules roulent et sautent par intermittence (iii) et la traction, où les particules glissent ou roulent sur le fond.

Cette grande variabilité des mécanismes de transport a des implications sur les mécanismes de sédimentation. Deux principaux modèles de sédimentation de la déferlante sont proposés aujourd'hui suivant la concentration en particules de celle-ci :

(i) La sédimentation en traction (*traction sedimentation*) où les particules en suspensions sédimentent dans la zone de charriage et sont remobilisées par saltation ou traction, parfois même réinsérées dans la déferlante, avant de sédimenter définitivement et constituer un dépôt. Ce mécanisme donne alors une structure stratifiée aux dépôts, où chaque strate dépasse rarement les 10 cm (Druitt, 1998).

(ii) La sédimentation par accumulation des particules, lorsque la concentration est plus forte (Branney et Kokelaar, 2002). Dans ce cas, la turbulence est moins efficace et la zone de charriage ne peut pas se développer. Puisque la turbulence ne peut maintenir toutes les particules en suspension, elles finissent donc par chuter et s'accumuler à la base. Elles viennent alors constituer un dépôt par accumulations successives. Aujourd'hui, des nuances peuvent être apportées notamment avec l'étude de Bréard et al. (2018). En effet les auteurs montrent que la concentration en particules de l'écoulement modifie le comportement de la sédimentation : si la concentration est modérée (< 1%) alors la sédimentation est rapide, les particules chutes librement et constituent un dépôt par aggradation en incorporant peu d'air à l'intérieur. A l'inverse, si la concentration est forte (> 1%) la sédimentation est relativement lente car des clusters se forment dans la suspension (agglomérat de particules suspectés de réduire la turbulence, Cantero et al., 2012) ce qui provoque une incorporation de gaz et la formation non pas d'un dépôt mais d'un écoulement granulaire basal (formation de l'écoulement dense).

V. Problématiques des écoulements de faibles volumes

5.1. Sensibilité à la topographie

Comme nous l'avons vu, la topographie semble fortement influencer la trajectoire de ce type d'écoulement, à l'inverse des ignimbrites. Dans le modèle classique, l'écoulement dense reste confiné dans les vallées alors que la déferlante, elle, est capable d'en sortir et de se détacher de l'écoulement basal (Fisher et al., 1995). Il est cependant difficile d'expliquer les raisons précises de ces détachements et donc de prédire ces événements. Il a été montré cependant que les déferlantes se détachent de l'écoulement dense lors d'une forte rupture de la pente (Nairn et Self, 1978), un encombrement de la vallée comme au Merapi 2006 (Charbonnier et Gertisser 2011 ; Lube et al. 2011), ou encore un coude important dans la vallée observé toujours au Merapi en 1994 et 2010, mais aussi à l'Unzen en 1991, ainsi qu'à Montserrat en 1997 (Yamamoto et al., 1993 ; Kelfoun et al., 2000 ; Bourdier et Abdurachman, 2001 ; Charbonnier et al., 2013 ; Jenkins et al., 2013 ; Komorowski et al., 2013). Ce phénomène de détachement a aussi été réinterprété à la Montagne Pelée pour l'éruption de 1902 (Fisher and Heiken, 1982; Bourdier et al., 1989). Paradoxalement, Cole et al. (2002) montrent qu'il n'existe pas de relation entre le volume d'un écoulement de cendres et blocs et l'aire couverte par la déferlante détachée. D'après les auteurs, si le volume n'a pas d'impact sur l'aire, alors c'est la topographie, la température ainsi que la pression du dôme qui doit influer sur le détachement des déferlantes. Plus récemment, Ogburn et al. (2014) démontrent cette sensibilité à la topographie par des mesures sur les dépôts de l'éruption de Montserrat de 1995 à 2010. Les auteurs identifient plusieurs corrélations entre le détachement de la déferlante et certains paramètres résumés sur la figure 1.11 : corrélation positive avec les pentes fortes des zones proximales, ainsi que la sinuosité de la vallée et la vitesse de l'écoulement dense, puis corrélation négative avec la largeur de la vallée. Ils identifient alors trois régimes (Fig 1.11 B) : (i) la zone proximale d'expansion et de détachement, sur les fortes pentes proches de l'évent, (ii) la zone médiane de déflation, sur des pentes moyennes où le détachement reste important, (iii) et la zone distale continue où le détachement est minimal, et la déferlante est confinée autour de l'écoulement dense ou bien a disparu. La facilité avec laquelle la déferlante peut se détacher et évoluer par elle-même témoigne que les liens entre les deux parties sont complexes et que le modèle de

continuum de concentration d'un écoulement pyroclastique montre ses limites pour ce type d'écoulement.

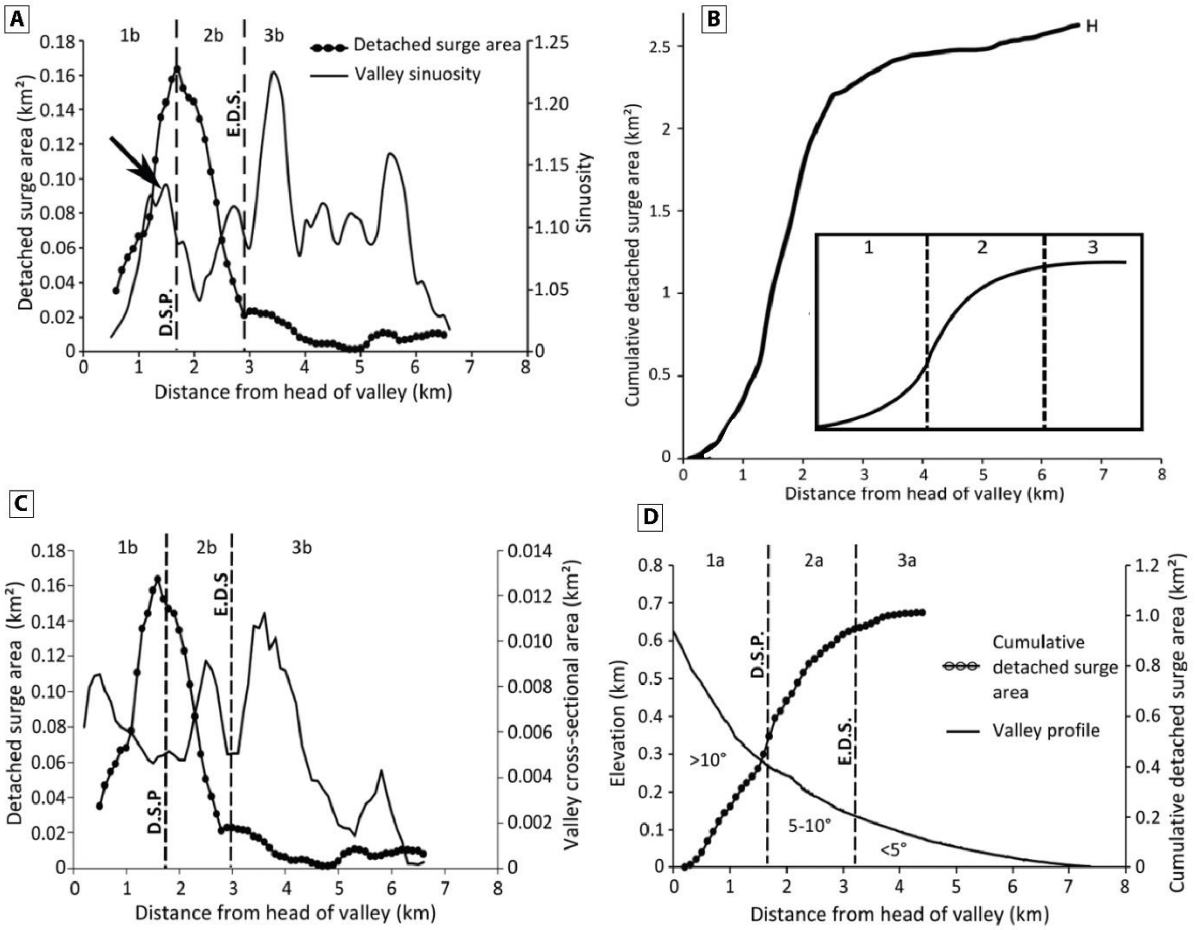


Figure 1.11 : Compilation des corrélations identifiées par Ogburn et al. (2014) entre l'aire de détachement des déferlantes du 25 juin 1997 et différents paramètres topographiques : A corrélation avec la sinuosité des vallées, B évolution de l'aire de détachement en fonction de la distance à l'évent et modèle en trois phases (voir texte), C corrélation avec la largeur de la vallée, et D corrélation avec les pentes moyennes de la topographie.

5.2. Paradoxe de la rhéologie de l'écoulement dense

Comme nous l'avons vu dans la partie 4.1 le comportement physique de l'écoulement dense fait toujours débat. A partir de l'étude de ses dépôts, la rhéologie acceptée pour ce type d'écoulement est un écoulement granulaire en régime frictionnel, aussi appelé Mohr-Coulomb, qui sédimente par aggradation.

Cependant, l'une des problématiques majeures pour ce type d'écoulements est que cette rhéologie simple ne semble pas parfaitement adaptée lorsque l'on simule numériquement ces écoulements comme le montre Kelfoun et al. (2009) et Kelfoun (2011). Il semblerait que la meilleure rhéologie pour reproduire un écoulement pyroclastique soit une rhéologie à

frottement constant, dit pseudo-plastique, où l'écoulement dense se comporte comme un liquide sans viscosité possédant un frottement constant à sa base (Bingham à viscosité nulle), notamment démontré par Kelfoun et al, (2009) pour l'éruption du Tungurahua en 2006, Charbonnier et al. (2013) pour l'éruption du Merapi en 2010 ou encore Ogburn et al. (2017) pour l'éruption de Montserrat en 1997. Cette rhéologie dérive du modèle de Dade et Huppert (1998) qui montrent que les écoulements géophysiques (coulées de débris, avalanches de débris, glissements de terrain et écoulements pyroclastiques) répondent à une loi empirique simple liant l'aire des dépôts *A* et leur volume *V* par la relation :

$$A \simeq cV^{\frac{2}{3}} \tag{3}$$

où *c* est une constante empirique. Pour expliquer cette loi, Dade et Huppert (1998) invoquent alors un frottement constant, une rhéologie plastique, dont Widiwijayanti et al. (2008) appliqueront aux écoulements pyroclastiques spécifiquement. Le paradoxe de cette rhéologie est qu'elle n'est aujourd'hui pas expliquée physiquement contrairement à une rhéologie frictionnelle (Iverson et al., 1998 ; Dade et Huppert, 1998 ; Kelfoun, 2011, Ogburn et al., 2016, 2017). Les progrès apportés ces dernières années sur la rhéologie des écoulements granulaires semblent montrer que le comportement de Mohr-Coulomb n'est pas adapté à ce type d'écoulement car les frottements sont variables au court d'un écoulement et dépendent notamment de sa vitesse (loi $\mu(I)$, GRD-MiDi, 2004 ; Jop et al. , 2006 ; Gray et Edwards, 2014). Nous reviendrons plus en détail sur la rhéologie des écoulements granulaires dans le chapitre 2. Les simulations utilisant ce genre de rhéologie semblent donner des résultats intéressants (Mangeney et al., 2007 ; Lucas et al., 2014 ; Levy et al., 2015), permettant donc de réconcilier la rhéologie frictionnelle avec les écoulements pyroclastiques. La rhéologie de l'écoulement dense peut aussi être impactée par la fluidisation (c.f. chapitre 2), ce qui n'est pas envisageable pour une rhéologie plastique. Comme nous l'avons vu précédemment de nombreuses études ont évoqués la fluidisation pour expliquer la grande mobilité des écoulements denses (McTaggart, 1960 ; Sparks, 1976, 1978 ; Wilson, 1980, 1984 ; Carey, 1991 ; Druitt, 1998 ; Druitt et al., 2004 ; Branney et Kokelaar 2002), dont le mécanisme a été démontré expérimentalement (Druitt et al., 2007 ; Roche et al., 2008, 2010 ; Roche 2012 ; Montserrat et al., 2012, 2016 ; Rowley et al., 2014 ; Girolami et al., 2015). Néanmoins aucune étude n'a été capable de montrer numériquement comment la fluidisation influence la mise en place d'un écoulement dense. Le débat sur la rhéologie de ces écoulements reste donc ouvert.

5.3. Récurrence des écoulements de faible volume

Les écoulements pyroclastiques issus d'une explosion vulcanienne ou de l'effondrement d'un dôme de lave, ont un volume faible comparé aux ignimbrites mais une récurrence importante. Si l'on prend le cas du Merapi en Indonésie, sa fréquence d'éruption est estimée à environ une éruption tous les 4 ans depuis le début du 20ème siècle (Bourdier et Abdurachman, 2001), avec comme dernières éruptions majeures 1994, 2000, 2006, et 2010 (Abdurachman et al., 2000 ; Kelfoun et al., 2000 ; Bourdier et Abdurachman, 2001 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Jenkins et al., 2013 ; Komorowski et al., 2013). De la même manière, on compte 13 écoulements du genre à Montserrat entre 1996 et 1997 (par effondrement de dôme et de fontaine confondus) toujours avec un volume inférieure à 0.01 km^3 (Calder et al., 1999 ; Sparks et al., 2002 ; Toyos et al., 2007). L'Arenal au Costa Rica peut aussi être cité avec des éruptions très rapprochées en 1993, 1998, 2000 et 2001 (Cole et al., 2005) ou encore le Sinabung en Indonésie qui a produit plusieurs écoulements par jour de 2013 à 2018 (Gunawan et al., 2017 ; Nakada et al., 2017). Les menaces ne sont donc pas uniquement liées à l'intensité de l'éruption et au volume de l'écoulement généré, mais aussi au laps de temps entre les écoulements. Plus le laps de temps entre deux éruptions est court, plus il sera difficile d'étudier le système et par conséquent de prévenir les risques.

5.4. Risques naturels : difficultés de prédictions

L'une des problématiques majeures de ce type d'écoulements est la grande difficulté à les prédire. Classés comme l'aléa volcanique le plus mortel du 20ème siècle (Blong et al., 1984) la plupart des éruptions connues qui ont généré des écoulements pyroclastiques mortels étaient de faible volume, comme à la Montagne Pelée en 1902 (28 000 morts, Lacoix, 1904), au Mont Saint Helens en 1980 (57 morts, Lipman et Mullineaux, 1981), à l'Unzen en 1991 (19 morts, Yamamoto et al., 1993), à Soufrière Hills Volcano en 1997 (19 morts, Loughlin et al., 2002b), au Merapi en 2010 (353 morts, Calder et al. 2015), au Sinabung pour la phase éruptive 2013 à aujourd'hui (16 morts, Calder et al. 2015), ou encore au Fuego au Guatemala en 2018 (165 morts, Charbonnier et al., 2018, en préparation). En lien avec la partie précédente, ces événements montrent bien à quel point ces écoulements de faibles volumes relativement récurrents sont dangereux et à quel point d'évaluation des risques naturels associés est difficile car ils sont imprévisibles.

Ces écoulements étant souvent localisés puisque qu'ils sont très sensibles à la topographie, les risques associés aux écoulements pyroclastiques de faibles volumes semblent être plus simple à évaluer car ils menacent une ou plusieurs vallées facilement identifiables. Mais paradoxalement ils restent très imprévisibles car cette direction préférentielle peut changer au court d'un même cycle éruptif, comme le montre Sparks et al. (2002) et Wadge et al. (2014) pour la Soufrière Hills Volcano de Montserrat où les éruptions occupent successivement toutes les vallées autour de l'English's Crater. La même chose est observée au Merapi avec le glissement des vallées direction Ouest vers les vallées de direction Sud entre les éruptions de 1994 et celle de 2010 (Kelfoun et al., 2000 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Komorowski et a., 2013). Ces grandes modifications topographiques sont généralement causées par des éruptions plus violentes très difficilement prévisibles avec un VEI ≥ 4, représentant 5% des cas d'après Ogburn et al. (2015), comme par exemple à Montserrat le 26 décembre 1997 ou au Merapi le 5 novembre 2010. Calder et al. (2015) indiquent que ces éruptions plus violentes sont souvent associées à une période d'augmentation du taux d'extrusion des dômes de lave. Ces grandes variations de l'intensité de ces évènements est là encore très difficile à prédire, et une meilleure connaissance des mécanismes contrôlant la déstabilisation d'un dôme de lave est donc indispensable.

Les déferlantes restent finalement des écoulements mal contraints, et très imprévisibles. Elles sont parfois larges, parfois peu développées, et capables ou non de se détacher de leur écoulement dense parent. Si dans le cas des écoulements de ponces et cendres issues d'une colonne éruptive, la déferlante est probablement formée dès le début par la colonne, ce n'est pas le cas dans un écoulement de blocs et cendres. En effet, dans ce dernier cas de nombreux mécanismes sont évoqués comme nous l'avons vu section 4.2 mais rien n'a réellement été démontré expérimentalement. Cela pose des problèmes pour la prévention des risques naturels puisqu'il est impossible de prédire un scénario de formation pour une déferlante sans bien connaître son mécanisme de formation. Pourtant certaines études ont montré à quel point la déferlante peut être destructrice, notamment comme les rapports de dégâts fournis par Lacroix (1904) suite à la destruction de Saint-Pierre en 1902. Jenkins et al. (2013) réalisent une étude multidisciplinaire pour comprendre et faire le lien entre les dégâts causés par les déferlantes et sa dynamique après l'éruption du 5 novembre 2010 au Merapi. Les auteurs calculent la pression dynamique de la déferlante à partir de l'étude des dégâts, et établissent une carte des isobares (Fig 1.12) apportant une meilleure estimation de la vulnérabilité lié aux déferlantes. Toujours d'après Jenkins et al. (2013), même les déferlantes de faibles intensité (pression <1 kPa)

peuvent causer des morts (par asphyxie et brulures notamment) sans forcément détruire toutes les infrastructures.

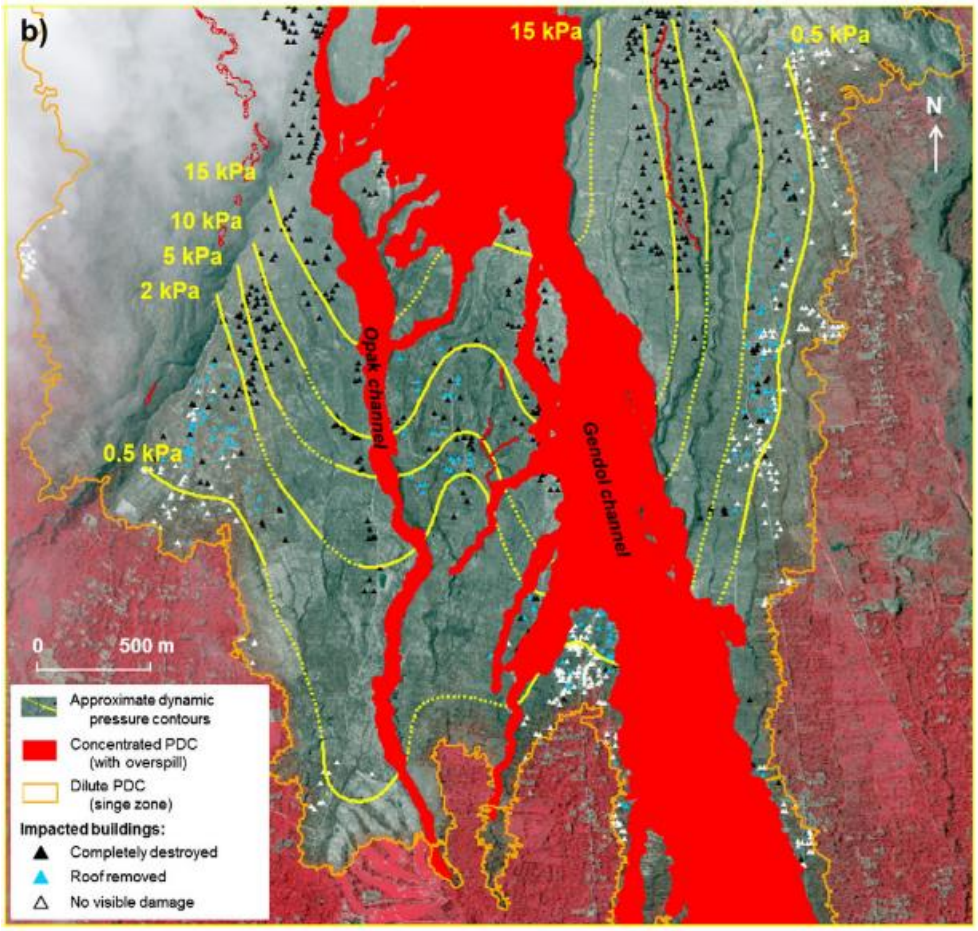


Figure 1.12 : Carte des isobares de la pression dynamique (lignes pointillées jaunes) de la déferlante du Merapi le 5 novembre 2010, calculés à partir des dégâts sur les infrastructures par Jenkins et al. (2013). Sur l'image satellite, l'aire couverte par la déferlante est délimitée par la ligne orange, tandis que l'aire couverte par les dépôts de blocs et cendres est représentée en rouge. Le degré de destruction des maisons est donné par les triangles noirs, bleus et blanc.

Le débordement et l'avulsion de l'écoulement dense représente aussi une menace imprévisible, au même titre que le détachement de la déferlante. Ils furent mis en évidence notamment par Charbonnier et Gestisser (2008) et Lube et al. (2011) lors de l'éruption du Merapi en 2006, et observés plus récemment par Gertisser et al. (2012) et Charbonnier et al. (2013) lors de l'éruption de 2010 (Fig 1.12), ou encore au Colima au Mexique en 2015 (Macorps et al., 2018). Issus de la déstabilisation d'un dôme de lave, les écoulements de blocs et cendres sont capables sous certaines conditions de se détacher de la vallée principale et de déborder dans une vallée adjacente, ou bien d'inonder le pourtour de cette vallée principale (avulsion). Les grandes variations topographiques et la présence de sabo dam peuvent en être la source (Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Lube et al., 2011). Ces phénomènes de débordement semblent difficiles à prévenir et constituent un mécanisme souvent mortel (Charbonnier et

Gertisser, 2008 ; Lube et al., 2011 ; Charbonnier et al., 2013 ; Cronin et al., 2013 ; Jenkins et al., 2013)

VI. Résumé et méthode d'étude

En résumé nous avons vu que les écoulements pyroclastiques sont des écoulements très complexes. La grande variété de dépôts laissés derrière eux montrent une grande variabilité des processus internes qui les rendent difficile à étudier. Ils sont considérés aujourd'hui comme des écoulements stratifiés en densité, exhibant une partie supérieure diluée appelé déferlante et une partie inférieure concentrée appelée écoulement dense. La concentration volumique en particules règle la différentiation entre ces deux parties, et le volume total de l'écoulement change aussi les propriétés de l'écoulement pyroclastique. Ainsi les écoulements pyroclastiques de faibles volumes sont aujourd'hui relativement mal connus et difficile à prédire. Pourtant, nous avons vu qu'ils étaient relativement récurrents à l'échelle d'une décennie et génèrent des risques naturels majeurs puisqu'ils sont bien souvent mortels. Le modèle de continuum de densité semble montrer ses limites tant les liens entre la déferlante et l'écoulement dense sont complexes dans ce type d'écoulement. La rhéologie de l'écoulement dense est toujours mal contrainte et l'influence de la pression de gaz interstitiel sur le comportement de ce dernier est toujours débattue. Il en va de même pour la déferlante dont le mécanisme de formation est toujours discuté, même si elle semble se former à partir de l'écoulement dense dans le cas des écoulements de blocs et cendres. Une meilleure connaissance des liens entre les deux parties, de leur rhéologie et de leurs mécanismes de mise en place est donc indispensable afin de mieux prédire leur trajectoire et donc mieux évaluer les risques naturels qu'ils engendrent.

A travers différentes études utilisant deux méthodologies différentes, nous tenterons de résoudre certaines problématiques liées aux écoulements pyroclastiques de faibles volumes. A l'aide du modèle numérique, nous étudierons dans un premier temps la rhéologie de l'écoulement dense. Nous verrons d'abord l'impact de la pression de gaz interstitiel sur le comportement de cet écoulement, en comparant avec des écoulements naturels (éruption du Lascar au Chili en 1993). Ensuite, toujours à l'aide du modèle numérique, nous testerons le modèle à deux couches d'un écoulement pyroclastique en essayant de reproduire un écoulement secondaire, élément clé du modèle. Cela permettra aussi d'étudier la sensibilité de ces écoulements à la topographie, notamment le mécanisme de détachement entre les deux parties. Dans un second temps, nous étudierons dans un modèle expérimental le mécanisme conduisant à la formation d'une déferlante à partir d'un écoulement dense afin de constituer un modèle de

formation pour les écoulements de faibles volumes. Et enfin dans un troisième temps, les modèles établis par les deux méthodes seront opposés afin d'en conclure sur leur réalisme.

Chapitre 2 : Théories fondamentales des écoulements de gravité et implications pour les écoulements pyroclastiques

I. Introduction

Les écoulements pyroclastiques sont, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, un mélange de gaz et de particules. La distinction entre l'écoulement dense fortement concentré en particules et la déferlante très faiblement concentrée, montre que la concentration volumique en particules est un paramètre essentiel pour l'étude de la dynamique des écoulements pyroclastiques. Afin d'étudier leur dynamique, il est alors indispensable d'étudier les propriétés physiques des écoulements de gaz-particules, et plus particulièrement les propriétés des écoulements de gravité.

Par définition, un écoulement de gravité désigne le déplacement d'un fluide à travers un milieu de densité différente. Il est constitué d'un fluide ou bien d'un mélange entre un fluide et des particules en suspension. Dans le dernier cas, on parle d'écoulement de gravité particulaire. Le moteur du déplacement est la gravité qui, par contraste de densité entre les deux milieux, transforme l'énergie potentielle en énergie cinétique. L'écoulement formé s'écoule alors à l'interface entre le substratum (la base d'un dispositif expérimental par exemple) et une couche de densité plus faible (l'atmosphère par exemple). La différence de densité est créée par une différence chimique (deux fluides différents), une différence de température (fluide plus chaud donc moins dense) ou une différence de concentration en particules si l'écoulement est constitué d'une suspension de particules. Les écoulements de gravité sont relativement communs. De nombreux exemples naturels existent comme les turbidites, les glissements de terrain, les coulées de boue, les tempêtes de sable, les avalanches de neige ainsi que les écoulements pyroclastiques. D'autres exemples existent aussi dans le domaine industriel comme les écoulements de silos à grains ou encore les écoulements de cendres volantes (résidus des mines). Ce sont majoritairement des écoulements de gravité particulaires dont les distinctions sont causées par des variations de la nature des particules, de leur concentration volumique, ou bien du type de fluide interstitiel. Pour ces écoulements particulaires, deux familles sont distinguées : (i) tout d'abord les écoulements de gravité particulaires dilués, où le fluide gouverne la dynamique de l'écoulement car la concentration en particules est faible (quelques pourcents de particules). Les particules sont en suspension dans ce fluide généralement en régime turbulent. (ii) L'autre catégorie sera nommée écoulements de gravité particulaires concentrés, ou simplement écoulements granulaires, où la concentration en particules est forte (au moins 60% de particules). Les particules étant proches les unes des autres, ce sont les interactions particulaires qui gouvernent majoritairement le comportement de l'écoulement.

Ce chapitre a donc pour objectif de résumer les principales caractéristiques des écoulements de gravité. Il sera axé notamment sur la dynamique fondamentale de ces écoulements, faisant écho à celle des écoulements pyroclastiques. Il constitue ainsi la base théorique pour les chapitres suivants, qui abordent des méthodologies différentes. Il est organisé en 3 grandes parties : dans la première partie nous allons nous intéresser aux principales propriétés communes à tous les écoulements de gravité, dans la seconde partie nous étudierons plus spécifiquement les propriétés des écoulements de gravité particulaires dilués, puis dans la troisième partie nous étudierons ceux des écoulements de gravité particulaires concentrés, et notamment les interactions particules-particules et particules-gaz.

II. Propriétés des écoulements de gravité

2.1. Morphologie

Historiquement, l'étude des écoulements de gravité s'est d'abord portée sur les écoulements en domaine aquatique car ils sont relativement aisés à reproduire en laboratoire (Middleton, 1966 ; Benjamin, 1968 ; Allen, 1971 ; Middleton and Hampton, 1976 ; Britter et Simpson, 1978). De plus, les écoulements salins ou de suspensions très fines dans l'eau (talc ou turbidites) utilisées dans ces études peuvent être considérés comme homogène sur l'épaisseur (Benjamin, 1968 ; Allen, 1971) ce qui simplifie alors l'étude de la dynamique. Les études pionnières réalisées par Middleton (1966), Benjamin (1968), ainsi que Allen (1971) ont permis d'identifier une morphologie commune à tous les écoulements de gravité, en deux parties : la tête, et le corps. D'autres études plus récentes ont montré que les mêmes caractéristiques peuvent être observées dans les écoulements de gravité dans l'air (Bonnecaze, 1993 ; Andrews et Manga, 2011, 2012 ; Andrews 2014)

La tête représente la partie avant de l'écoulement, là où il se glisse en-dessous du fluide environnant (Middelton, 1966 ; Middelton and Hampton, 1976 ; Simpson, 1985 ; Allen 1994). Les frottements avec ce fluide ambiant statique provoquent un mouvement vertical au sein même de la tête qui a pour conséquence l'augmentation de son épaisseur, lui donnant cette forme bombée caractéristique (Fig. 2.1). Les cisaillements au niveau de cette zone de contact génèrent aussi des turbulences appelées instabilités de Kelvin-Helmoltz (Fig. 2.1 ; Allen, 1971 ; Britter et Simpson, 1978 ; Kneller & Buckee, 2000) se développant vers l'arrière de l'écoulement, et qui ont pour conséquence l'incorporation d'air. Ils laissent derrière eux une zone où l'écoulement et le fluide ambiant se mélangent, appelée zone de mélange (*mixing zone*), comme on peut observer sur la figure 2.1. Simpson et Britter (1978) et Simpson (1986) montrent

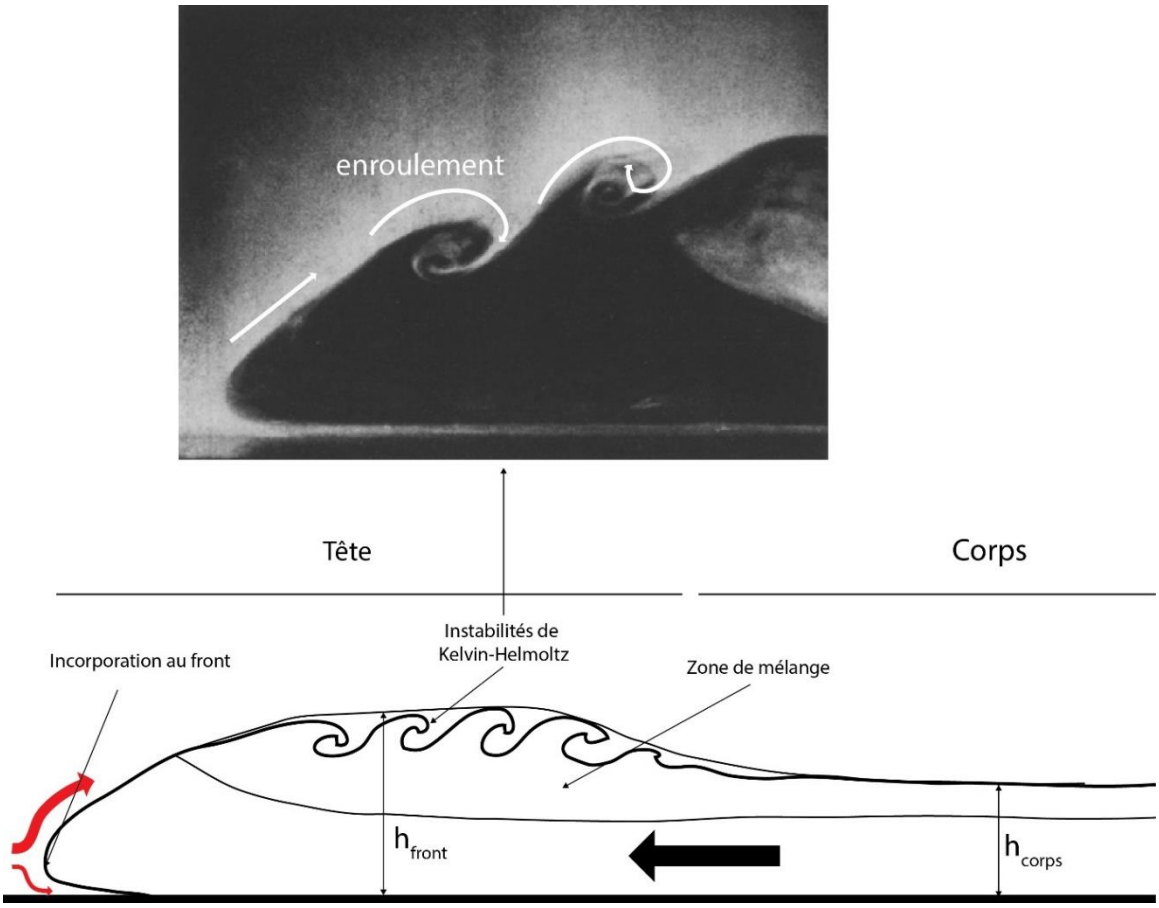


Figure 2.1 : Schéma d'un écoulement de gravité et de ses principales caractéristiques morphologiques avec ses deux parties, la tête et le corps. Les instabilités de Kelvin-Helmoltz en coupe sur le schéma sont illustrées par un écoulement expérimental dont la formation est clairement visible (modifié d'après Simpson, 1985). Ces instabilités laissent après le passage du front une zone de plus faible densité appelé zone de mélange.

qu'une petite quantité d'air est aussi incorporée par la tête (moins de 1%) à cause de petites instabilités en lobe et sillons (Kneller et Buckee, 2000). Ils sont eux provoqués par le cisaillement entre le fluide et la base (Kneller et Buckee, 2000 ; Dufek et al., 2016). Simpson (1972) estime expérimentalement que la taille de ces lobes est environ un quart de la largeur de l'écoulement.

Le corps, lui, représente le reste de l'écoulement. Il alimente la tête de l'écoulement et possède une vitesse supérieure à cette dernière, estimée à 15% par Simpson et Britter (1979) due à une forte pression hydrostatique qui pousse la masse vers l'avant. En conséquence son épaisseur est plus faible que celle de la tête. Elle reste cependant relativement constante tout au long de l'écoulement, même si la zone de mélange générée par les instabilités de Kelvin-Helmoltz peut fluctuer.

2.2. Dynamique

La force motrice de ces écoulements est la gravité, et plus précisément la flottabilité, conséquence du contraste de densité entre l'écoulement et son fluide environnant. Afin de prendre en compte ce contraste de densité, on exprime souvent l'accélération de la gravité comme pondérée de la différence de densité entre les deux fluides. Elle est alors nommée gravité réduite *g*', et calculée suivant :

$$g' = g\,\frac{\rho_c - \rho_f}{\rho_f} \tag{1}$$

avec ρ_c la densité de l'écoulement et ρ_f celle du fluide environnant. Cette équation est valide uniquement si la différence de densité est faible (Huppert and Simpson, 1980), autrement dit si le système respecte l'approximation de Boussinesq $\rho_c + \rho_f \approx 2\rho_f$. L'énergie potentielle du fluide dense est transformée en énergie cinétique, provoquant alors son écoulement. Cette énergie cinétique sera par la suite dissipée peu à peu dans l'écoulement par les contacts entre les particules (frottements et collisions) et par les frottements à la base, comme nous le verrons dans la suite.

La tête de l'écoulement a un contrôle important sur la dynamique globale. En étudiant la vitesse de la tête de l'écoulement de gravité, Simpson et Britter (1979) puis Huppert et Simpson (1980) ont montré que différents régimes d'écoulement pouvaient être distingués durant la mise en place : tout d'abord une phase de glissement (*slumping phase*) où l'écoulement commence à se former et la vitesse de la tête accélère progressivement. Elle est suivie par une phase dite inertielle ou la vitesse de la tête est constante. Les forces résistantes (de frottement et visqueuses), considérées comme négligeables initialement, augmentent petit à petit jusqu'à devenir supérieures aux forces inertielles. Il apparaît alors une troisième phase dite « visqueuse » où l'écoulement ralentit de manière constante jusqu'à l'arrêt. Les études de Simpson et Britter (1979) et Huppert et Simpson (1980) sont réalisées à partir d'écoulements de turbidités dont la concentration très faible est considérée comme homogène sur l'épaisseur. Mais ce n'est pas le cas pour les écoulements de gravité particulaires dilués, où la densité de l'écoulement va varier au court du temps notamment par sédimentation. Bonnecaze et al. (1993) montrent tout de même que les trois régimes d'écoulements sont aussi observés dans les écoulements de gravité particulaires dilués, mais que la décroissance de la vitesse durant la troisième phase est plus rapide. Ces différences de dynamique seront discutées dans la suite.

Durant la phase inertielle, décrite précédemment, où la vitesse de la tête est constante, il a été démontré expérimentalement et théoriquement qu'il y a un équilibre entre l'énergie cinétique (sa vitesse) et l'énergie potentiel (différence de densité entre le fluide environnant et l'écoulement) de la tête de l'écoulement. Ce rapport d'énergie est décrit sous la forme du nombre de Froude :

$$Fr = \frac{v_c}{\sqrt{g' h_c}} \tag{2}$$

avec v_c la vitesse du front de l'écoulement et h_c son épaisseur. Les études ont montré que ce nombre est théoriquement égal à $\sqrt{2}$, mais souvent environ égal à 1.2 pour les études expérimentales (Benjamin, 1968 ; Allen, 1971 ; Huppert et Simpson, 1980, Dade et Huppert, 1995b). Ainsi durant cette phase, il existe une relation de proportionnalité entre la vitesse de la tête de l'écoulement, et la pression hydrostatique du corps de l'écoulement (Huppert et Simpson, 1980), c'est-à-dire une conservation de la quantité de mouvement. La vitesse de la tête peut donc être approchée par la relation:

$$v_c = \sqrt{2 g' h_c} \tag{3}$$

Au court de la mise en place, la dissipation de l'énergie cinétique intervient suivant deux mécanismes : les frottements visqueux au sein de l'écoulement, et les frottements turbulents à la base de celui-ci (Bonnecaze et al., 1993). Dans la plupart des cas, la viscosité étant relativement faible (les fluides étant de l'air ou de l'eau) les frottements visqueux peuvent être négligés. Les contraintes résistives se concentrent alors majoritairement au niveau des frottements turbulents à la base. Ces frottements sont exprimés empiriquement par Parker (1976) comme fonction du carré de la vitesse horizontale de l'écoulement *u*, de la densité du fluide ρ, ainsi que du coefficient frottement turbulent c_D. Cette approche sera reprise par différents auteurs établissant une équation communément admise (Druitt, 1998 ; Hogg and Pritchard, 2004 ; Hogg et al., 2005) :

$$\tau = c_D \rho u^2 \tag{4}$$

Cette équation est aujourd'hui largement utilisée afin de décrire les frottements à la base des écoulements de gravité, principalement pour la modélisation numérique utilisant une approche moyennée verticalement. Hogg et al. (2005) ou plus récemment Doyle et al. (2008, 2010) se

basent sur cette équation afin de modéliser les contraintes résistives des déferlantes en utilisant justement ce type d'approche.

III. Propriétés des écoulements de gravité particulaires dilués

A la différence d'un écoulement de gravité simple dont la densité est homogène sur l'épaisseur et dans le temps, un écoulement de gravité particulaire dilué n'aura pas cette même homogénéité. En effet pour ces derniers, l'excès de densité de l'écoulement est causé par la suspension de particules solides dont la concentration volumique varie dans le temps et l'espace au fur et à mesure que les particules sédimentent. L'écoulement est dit stratifié en densité (Middleton, 1993). Si la plupart des propriétés physiques restent inchangées, la dynamique elle sera légèrement impactée. Nous allons donc dans cette partie nous intéresser spécifiquement aux propriétés physiques de ce type d'écoulement de gravité, dont les écoulements pyroclastiques en sont un exemple naturel à grande échelle. Nous allons tout d'abord décrire théoriquement le mécanisme d'entrainement d'une particule en suspension, puis comment ces particules sont transportées dans ces écoulements. Enfin, nous nous intéresserons à la sédimentation, et à son impact sur la dynamique de l'écoulement.

3.1. Entrainement

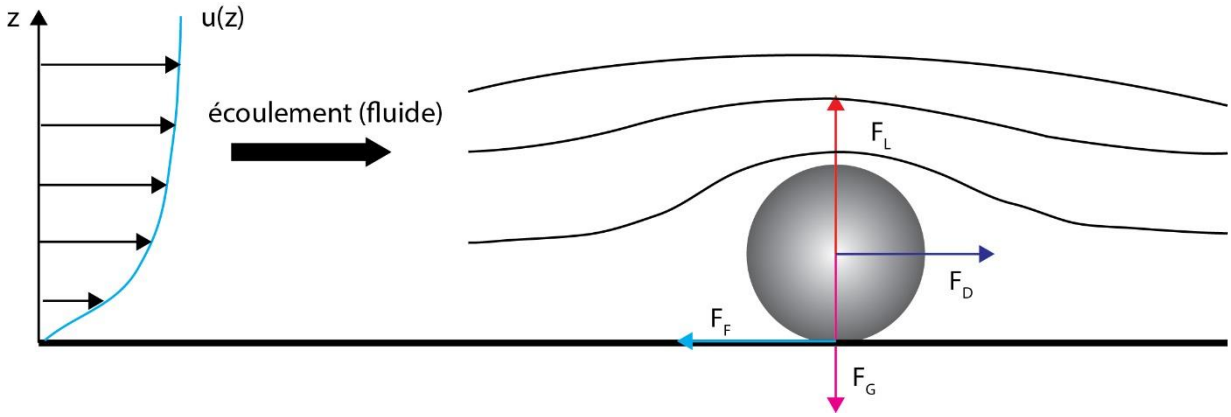


Figure 2.2 : Schéma de l'écoulement d'un fluide sur une particule sphérique au repos. Les flèches de couleurs indiquent les forces exercées au passage du fluide sur la particule. Le profil de vitesse simplifié du fluide est reporté sur la gauche du diagramme.

Afin de constituer une suspension de particule et un écoulement, un fluide a besoin d'entrainer des particules en suspension, comme il est de mise dans les déferlantes ou les tempêtes de sable par exemple. Prenons le cas simple de l'entrainement d'une particule au repos par le cisaillement d'un fluide à sa surface, représenté schématiquement sur la figure 2.2. Le

fluide en mouvement possède une vitesse variable selon l'épaisseur à cause de ses frottements avec la base (le profil est schématisé sur la droite de la figure 2.2). Ce cas a été étudié en premier lieu par Bagnold (1941) expérimentalement, puis résumé théoriquement par Allen (1985, 1994). La capacité d'un fluide en écoulement à entrainer une particule peut être décrite au premier ordre comme une compétition entre différentes forces, représentées par des vecteurs sur la figure 2.2 (Allen, 1994) : compétition entre le poids de la particule F_G et la force de portance F_L, puis compétition entre la poussée exercée par le fluide sur la particule F_D et ses frottements F_F. Lorsque la portance F_L devient supérieure au poids de la particule, elle décolle du substratum. Cette portance est due à la dépression créée par le passage de l'air au-dessus de la particule (Allen, 1994) et est donc fonction de la vitesse du fluide. Pour décrire cette compétition entre portance et poids, Bagnold (1941) introduit une vitesse seuil, appelée vitesse de cisaillement (*threshold shear velocity*) où la particule de taille *d* sera transportée si la vitesse de l'écoulement est supérieure à :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \tag{5}$$

avec τ le taux de cisaillement du fluide (dérivée de *u* selon *z*) et ρ sa masse volumique.

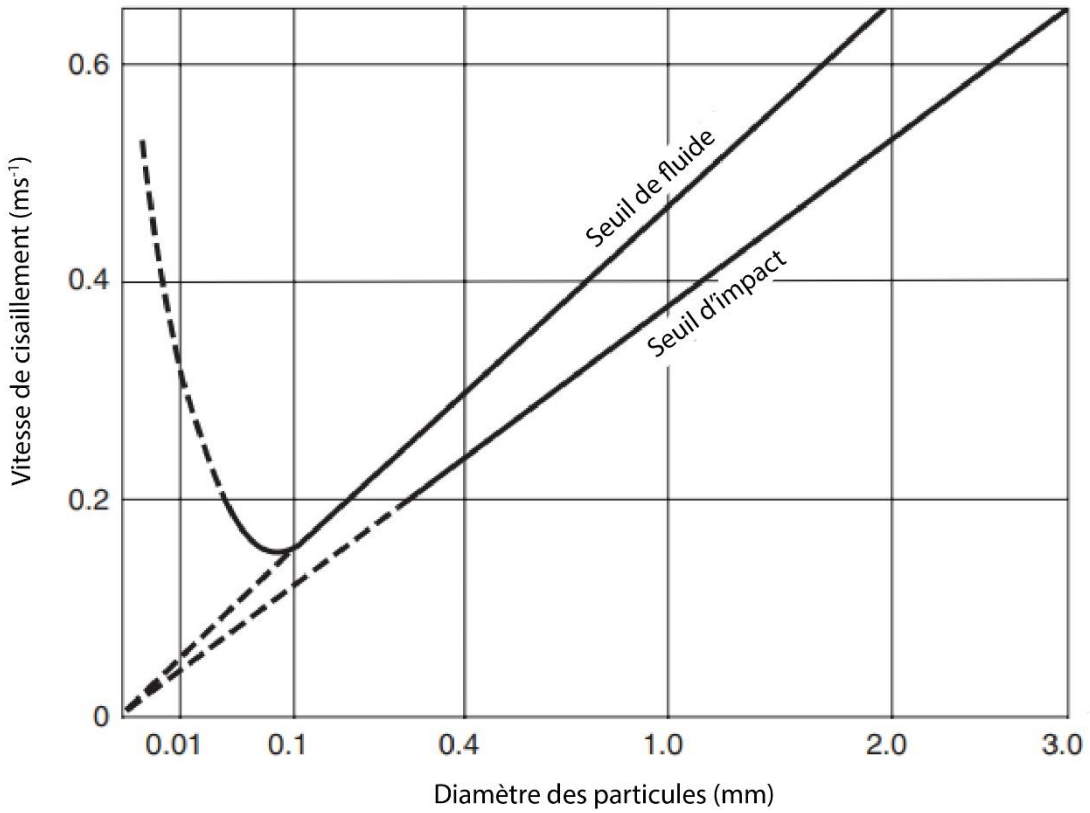


Figure 2.3 : Diagramme expérimental de la vitesse de cisaillement en fonction de la taille des particules pour des billes de quartz sphériques, mettant en évidence un seuil d'entrainement par le fluide et un seuil d'entrainement par impact. D'après Bagnold (1941).

Sur figure 2.3 issu des travaux de Bagnold (1941), la vitesse seuil est déterminée en fonction de la taille des particules. On observe alors qu'au-delà d'un diamètre de 0.1 mm, cette vitesse croit linéairement lorsque la taille des particules augmente (Allen, 1994). Ce graphique signifie que pour une vitesse de cisaillement donnée, toutes les particules de taille inférieure à la taille critique correspondante (seuil de fluide) seront susceptibles d'être entrainées. Le calcul par l'équation (5) n'étant pas aisé, la vitesse de cisaillement peut aussi être calculée à partir de l'équation de la vitesse d'un écoulement en milieu turbulent (Dingman, 1984) :

$$u_{(z)} = \frac{u^*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{6}$$

avec *k* constante de von Karman, *z* l'épaisseur et z_0 un paramètre de rugosité. Valentin (1987) énonce qu'il existe un rapport constant entre z_0 et l'épaisseur de rugosité k_s du type :

$$\frac{z_0}{k_s} = 1/30 \tag{7}$$

En remplaçant dans l'équation (6), et en sélectionnant *u* à $z = z_D$ l'épaisseur de la couche limite (Druitt, 1998), on obtient alors une autre formulation de la vitesse de cisaillement à partir de la vitesse de l'écoulement:

$$u_{(z_D)} = \frac{u^*}{k} \ln\left(\frac{30 z_D}{k_s}\right) \tag{8}$$

$$u^* = \frac{u_{(z_D)}\, k}{\ln\left(30 z_D / k_s\right)} \tag{9}$$

De cette manière, la vitesse de cisaillement est alors dépendante uniquement de la rugosité de la base ainsi que de la vitesse de l'écoulement.

3.2. Mise en suspension et transport

Pour qu'une particule soit suspendue et qu'un écoulement de gravité se crée, le fluide doit s'opposer à la sédimentation de la particule. Celle-ci est maintenue en suspension si la force exercée par le fluide est supérieure ou égale au poids de la particule. Partant de ce rapport de force, un nombre sans dimension a été introduit, appelé nombre de Rouse (Rouse, 1939):

$$Pn = \frac{w}{k\, u^*} \tag{10}$$

avec w la vitesse de chute des particules, k la constante de von Karman (≈ 0.4) et u^* la vitesse de cisaillement. Il s'agit donc du rapport entre la vitesse de chute d'une particule et la composante verticale de la vitesse de l'écoulement de gravité dans laquelle elle est suspendue. Il décrit donc la capacité d'un écoulement à transporter des particules. Middleton et Southard (1978) définissent un seuil théorique $Pn > 2.5$, signifiant qu'il y a transport si $Pn > 2.5$. Valentine (1987) montre lui que, la vitesse de l'écoulement étant variable sur l'épaisseur, un écoulement dilué peut être stratifié en fonction de *Pn*, et explique ainsi pourquoi une déferlante est un écoulement stratifié en densité, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Sur la figure 2.4 tiré des travaux de Valentin (1987), le nombre de Rouse est dépendant notamment de la taille des particules (à noter que l'auteur a utilisé l'équation (9) afin de calculer *Pn*). Cette figure 2.4 représente le nombre de Rouse calculé pour 3 tailles de particules (0.1, 1, 10 cm de diamètre) en fonction de la vitesse de l'écoulement (analogue à la vitesse de cisaillement). Bien que les particules fines soient transportées pour toutes les vitesses d'écoulement ($Pn < 2.5$), ce n'est pas le cas pour les particules plus larges (1 cm et plus) qui nécessitent une vitesse d'écoulement importante, voire ne sont pas transportées.

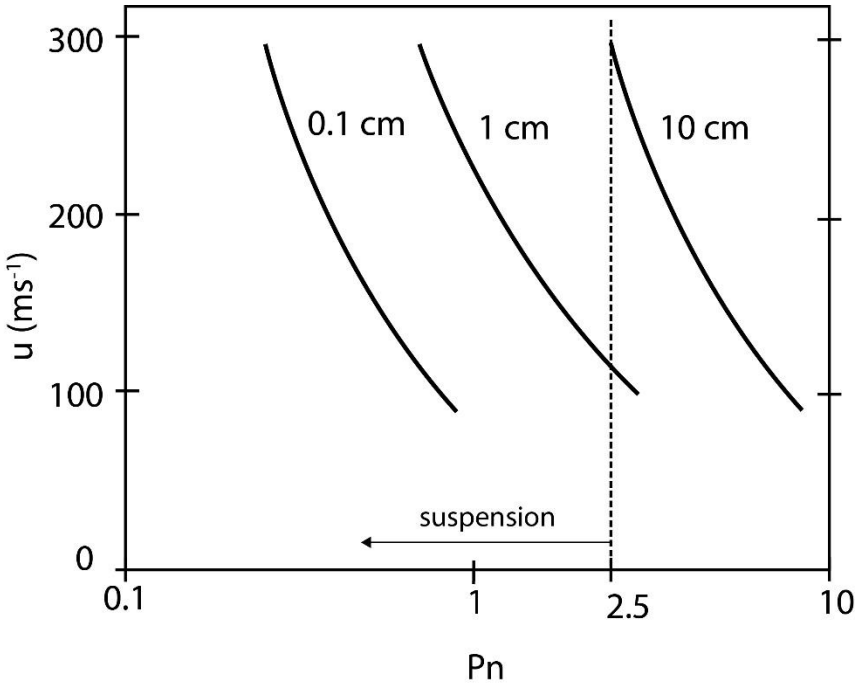


Figure 2.4 : Diagramme d'évolution du nombre de Rouse en fonction de la vitesse d'un écoulement de gravité pour 3 tailles de particules : 0.1 cm, 1 cm, et 10 cm. Le seuil de suspension théorique est symbolisé par la ligne pointillée (Pn = 2.5). Modifié d'après Valentine (1987).

Le nombre de Rouse définit donc la capacité d'un fluide turbulent qui s'écoule à suspendre une particule, mais le seuil donne un résultat binaire (soit oui, soit non). Dans le cas de $Pn < 2.5$, le fluide est théoriquement capable de transporter la particule mais pas nécessairement pendant une longue durée. Le comportement de la particule dans un écoulement

de gravité, autrement dit le degré de couplage entre le fluide et la particule, peut être lui aussi décrit par un nombre sans dimension appelé nombre de Stokes. Il s'agit du rapport entre deux temps caractéristiques (Burgisser et Bergantz ; Dufek et al. 2009 , 2015) :

$$S_T = \frac{t_p}{t_f} \tag{11}$$

avec t_f représentant le temps caractéristique du fluide en mouvement (Dufek et al., 2009, donnent par exemple l'épaisseur de l'écoulement divisée par sa vitesse) et t_p le temps caractéristique de réponse d'une particule, autrement dit son temps d'accélération pour atteindre la vitesse du fluide (Burgisser and Bergantz, 2002 ; Dufek et al., 2009) exprimé par:

$$t_p = \frac{\left(\rho_p - \rho_f\right) d^2}{18\mu} \tag{12}$$

où μ est la viscosité du fluide. Autrement dit, quand $S_T < 1$ les particules seront très couplées avec le fluide et suivront de près son mouvement, alors que lorsque $S_T > 1$ le temps caractéristique d'une particule nécessaire à son couplage est trop grand devant le temps caractéristique du fluide donc il y a peu de couplage. Dans ce cas les particules seront éjectées des tourbillons au lieu de suivre le fluide. Un écoulement de gravité particulaire polydisperse aura alors une grande variété de comportements suivant la taille de ses particules. Afin de mieux caractériser ce type d'écoulement, Burgisser & Bergantz (2002) proposent alors d'analyser les comportements induits par le nombre de Stokes sur un diagramme, dont une reproduction est présentée sur la figure 2.5. En se focalisant sur les tourbillons turbulents des écoulements, les auteurs n'utilisent pas le nombre de Rouse mais introduisent le nombre de Stabilité Σ_T qui est analogue, afin de décrire la capacité d'un tourbillon à suspendre une particule :

$$\Sigma_T = \frac{w}{u_T} \tag{13}$$

avec w la vitesse de sédimentation (présentée dans la partie suivante) et u_T la vitesse de rotation des tourbillons. En calculant ces deux nombres pour une large gamme de particules et une large gamme de vitesse de tourbillons, les auteurs ont alors déterminé différents domaines correspondant à différents comportements pour les particules dans l'écoulement. On trouve notamment sur la figure 2.5 : le transport homogène où le couplage particule-fluide est fort (

$\log S_T \ll 0$), le transport sur les marges des tourbillons car le couplage est plus faible ($\log S_T \approx 1$), le transport enrôlé où les particules sont légèrement influencées par le fluide mais commencent à ne plus être suspendues ($\log S_T \approx 1$ et $\log \Sigma_T \approx 0$), et la chute lorsque $\log \Sigma_T \gg 0$ et $\log S_T > 0$. La zone de transport homogène se termine à la base par une zone de sédimentation turbulente lorsque Σ_T devient trop grand pour que les particules restent en suspension ($\log \Sigma_T \geq 0$). Cette approche montre à quel point le transport dans un écoulement de gravité particulaire dilué sera sensible aux caractéristiques de la particule, ainsi qu'aux caractéristiques du fluide lui-même. De manière global, plus la particule est large ou dense, plus l'écoulement aura du mal à la transporter et le couplage sera difficile. A l'inverse, plus l'écoulement est turbulent et d'une densité proche du fluide environnant, plus le transport et le couplage seront facilités.

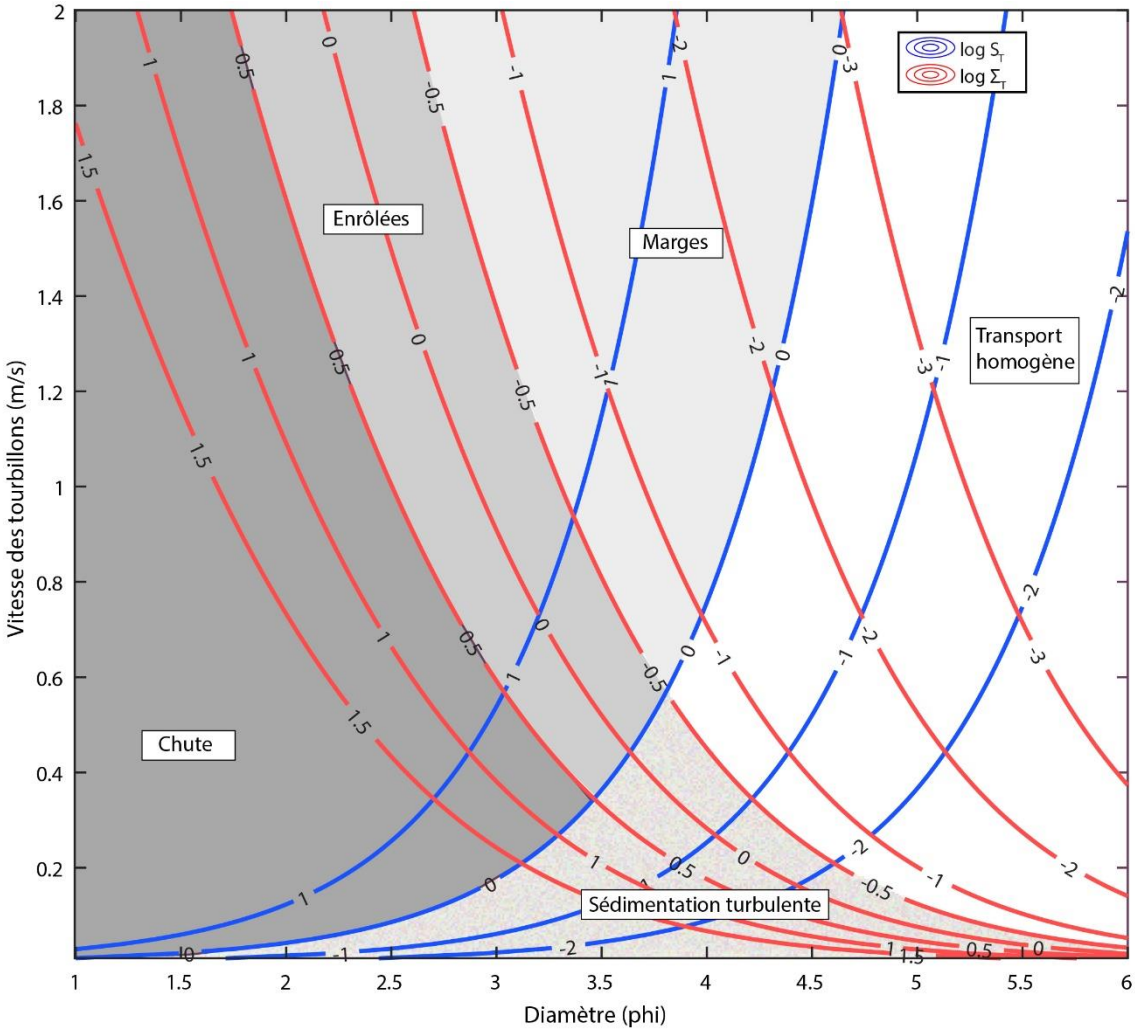


Figure 2.5 : Diagramme dérivé de Burgisser et Bergantz (2002) représentant le comportement d'une particule en fonction de sa taille et de la vitesse des tourbillons turbulents de l'écoulement. Le nombre de Stokes et le nombre de Stabilité sont calculés pour des particules d'une masse volumique de 2500 kg m^{-3} dans de l'air de masse volumique 1.2 kg m^{-3} et de viscosité 10^{-5} Pa s.

3.3. Sédimentation

La sédimentation d'un écoulement de gravité dilué est basée sur la chute d'une particule de manière indépendante car les interactions entre particules sont négligeables à faible concentration volumique. Dès lors qu'une particule est entrainée et transportée, la gravité va la forcer à sédimenter. La vitesse de chute d'une particule dans un fluide s'établie rapidement autour d'une vitesse constante de sédimentation, où le poids de celle-ci est contrebalancé par les frottements visqueux avec le fluide environnant (Allen, 1984). Basée sur la vitesse de Stokes (vitesse de chute d'une sphère dans un fluide) une équation de la vitesse de sédimentation d'une particule dans un milieu turbulent a été établie (Woods and Bursik, 1991 ; Le Roux, 1993 ; Sparks et al., 1997a) :

$$w = \sqrt{\frac{4\left(\rho_p - \rho_f\right) dg}{3 C_d \rho_f}} \tag{14}$$

avec ρ_f la densité du fluide environnant, ρ_p celle de la particule et d sa taille. C_d est le coefficient de trainée. Ce dernier paramètre est un coefficient complexe fonction du nombre de Reynolds (c.f. chapitre 1) et de la forme de la particule, comme illustré sur la figure 2.6 (Allen, 1994). Sur cette figure, C_d est calculé en fonction du nombre de Reynolds pour 3 formes de

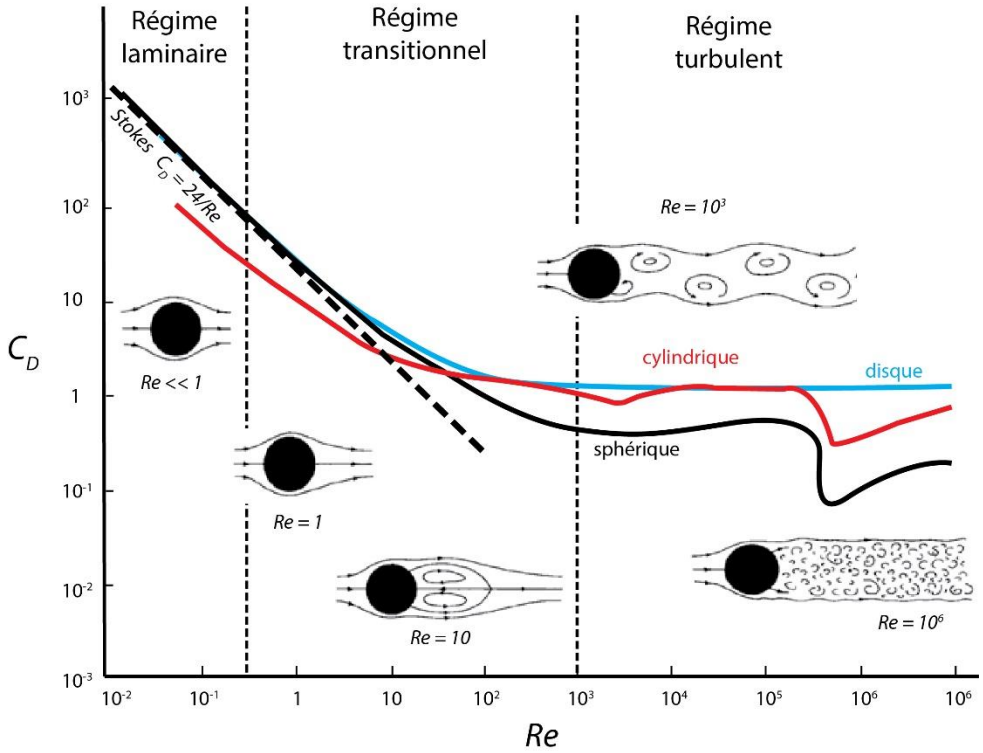


Figure 2.6 : Evolution du coefficient C_d de trainée en fonction du nombre de Reynolds, ainsi que la forme de la particule. L'évolution pour 3 formes caractéristiques a été représentée : sphérique (noire), cylindrique (rouge) et en forme de disque (bleue). D'après Allen (1994).

particules différentes : sphérique (courbe noire), en disque (courbe bleue) et cylindrique (courbe rouge). C_d a un comportement équivalent pour les trois cas tant que $Re < 1$ car les particules chutes suivant la loi de stokes (C_d = 24/Re). Au-delà de Re = 1, C_d adopte un comportement différent pour chaque forme, notamment lorsque l'on rentre dans le régime turbulent ($Re = 10^3$). En résumé, la vitesse de sédimentation est dépendante de nombreux paramètres physiques. Plus le fluide est turbulent ou peu dense, plus la vitesse sera faible et plus l'écoulement subsistera longtemps. A l'inverse plus les particules sont larges et proches de la forme d'une sphère, plus la vitesse sera forte et plus l'écoulement sédimentera rapidement.

Lors de la sédimentation, si la concentration de particules est importante (plus de 0.05%), les interactions visqueuses entre le fluide et les particules sont non négligeables. Dès lors, la chute des particules est entravée, c'est l' « *hindered settling* ». C'est le mécanisme créée par la sédimentation d'un groupe de particule, qui a pour conséquence de ralentir la vitesse de chute comparée à la celle d'une particule seule, équation (14) (Richardson and Zaki 1954 ; Druitt, 1998 ; Branney and Kokelaar, 2002 ; Letteri et al. 2002 ; Druitt et al., 2004 ; Girolami et al., 2008 ; Oke et al. 2015). Richardson and Zaki (1954) mettent en évidence expérimentalement que la vitesse de chute moyenne d'un groupe de particules v_g est fonction de la concentration en particule de l'écoulement. Ils élaborent une relation empirique simple, communément appelée la loi de Richarson and Zaki :

$$v_g = (1 - C_v)^n \, w \tag{15}$$

Avec C_v la concentration volumique en particules, et n un coefficient empirique. Le retard de sédimentation est causée par les frottements de l'air autour des particules, le mouvement vertical du fluide chassé par la sédimentation des particules, et les collisions entre les particules elles-même (Selim, 1983). La sédimentation entravée a notamment été largement étudiée lors de la formation du dépôt de l'écoulement dense comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 pour expliquer leur fluidisation (Branney and Kokelaar, 1992 ; Druitt, 1995, Druitt et al., 2004, Girolami et al., 2008, 2010). Paradoxalement, Del Bello et al. (2017) ont montré expérimentalement et numériquement que la chute de particules dans un milieu non confiné avait tendance à l'inverse à augmenter la vitesse de chute du groupe comparée à une particule seule (d'un facteur 4).

La sédimentation génère donc un flux de particules vers la base qui est fonction de la vitesse de sédimentation des particules. La concentration de l'écoulement, et donc sa densité moyenne,

va ainsi évoluer dans le temps, et dans l'espace. La dynamique de l'écoulement varie alors au fur et à mesure que les particules sédimentent. Afin de caractériser l'évolution de la sédimentation, Hazen étudie expérimentalement dès 1904 l'évolution de la masse surfacique déposée par un écoulement de gravité en fonction de la distance. La loi empirique qu'il établit, nommée loi de Hazen (Hazen, 1904), est par la suite démontrée expérimentalement par de nombreuses études (Sparks et al. 1991; Woods & Bursik, 1994 ; Bursik & Woods, 1996). Elle est de la forme:

$$\frac{dM}{dx} = -\frac{M\,w}{h_c\,v_c} \tag{16}$$

avec M la masse par unité de surface, h_c la hauteur de l'écoulement, v_c sa vitesse, x la distance et w la vitesse de sédimentation (Eq. 14). En faisant l'hypothèse que l'épaisseur et la vitesse de l'écoulement sont constantes au court de la mise en place, et avec M_0 la masse surfacique initiale, la solution de l'équation (16) nous donne :

$$M(x) = M_0 . e^{-\frac{x\,w}{v_c\,H_c}} \tag{17}$$

Cette loi empirique simple met donc en évidence que la sédimentation évolue selon une loi en décroissance exponentielle avec la distance. En d'autres mots, plus l'écoulement progresse et sédimente, moins son taux de sédimentation est fort. Elle permet de décrire la sédimentation d'un écoulement de gravité particulaire dilué, mais présente néanmoins des limites quant à la description de la sédimentation d'un écoulement relativement concentré comme un écoulement pyroclastique (Druitt 1997 ; Branney and Kokelaar, 2002). En effet comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, de nombreux processus de sédimentation sont observés dans ces écoulements et une sédimentation stable à partir d'un écoulement aussi hétérogène semble difficile. La loi de Hazen permet tout de même de décrire au premier ordre la dynamique globale de sédimentation de tels écoulements, même si la distance de parcours ne peut être reproduite.

IV. Propriétés des écoulements de gravité particulaires concentrés : les écoulements granulaires

4.1. Description

Lorsque la concentration de particules devient relativement importante en comparaison du fluide, le comportement physique de l'écoulement n'est plus gouverné par le fluide mais par les particules elles-mêmes. L'écoulement de gravité est alors qualifié d'écoulement granulaire. Dans ce type d'écoulement, les particules solides se déplacent les unes sur les autres et ne sont pas liées entre elles (Pouliquen, 2001). De nombreux écoulements naturels ou industriels en font partie comme certains écoulements géophysiques (avalanches de débris, coulées de boue, glissements de terrain,… ; Pudasaini et Hutter, 2007). La partie concentrée des écoulements pyroclastiques, l'écoulement dense, semble partager de nombreuses caractéristiques avec ce type d'écoulements, notamment la forte concentration en particules.

Le comportement de l'écoulement granulaire est alors entièrement contrôlé par les interactions que subissent chaque particule (Rhodes, 1998 ; Eames et Gilbertson, 2000 ; GDR MiDi, 2004). Elles se regroupent en deux grandes catégories: (i) les interactions particulaires, de particules à particules ou particules-substrat, regroupant la cohésion, les collisions entre les particules, et les frottements ; et (ii) les interactions gaz-particules, autrement dit les interactions avec le fluide environnant. Dès lors, deux types d'écoulements se distinguent : les écoulements où les interactions sont principalement particulaires et où le gaz interstitiel intervient peu, qualifiés d'écoulements secs, puis ceux où les interactions gaz-particules sont importantes et sont alors qualifiés d'écoulements fluidisés. Dans les deux parties qui suivent, une description de la dynamique de chacun de ces deux types d'écoulement sera donnée. La première partie est une description des caractéristiques principales des écoulements secs et de leur rhéologie. La seconde partie est une description des écoulements fluidisés où une introduction au principe de la fluidisation en milieu statique est donnée avant de s'intéresser aux propriétés spécifiques aux écoulements fluidisés.

4.2. Ecoulements granulaires secs

Facilement reproductibles en laboratoire, les écoulements granulaires secs ont été largement étudiés, et notamment au niveau de leur rhéologie. Les premiers travaux se sont intéressés au comportement des matériaux granulaires au repos, dont les travaux de Coulomb

(1776). Il s'agissait d'étudier les rapports de forces appliquées à deux solides en contact, ou bien entres des grains dans un matériau granulaire. Lorsque ce matériau granulaire sec entre en mouvement, son énergie potentielle est transformée en énergie cinétique, comme pour les écoulements particulaires dilués. Cette énergie est alors dissipée par les interactions entre les particules, soit par chocs inélastiques lors des collisions, soit par les frottements dus aux contacts entre les particules ou bien entre particules et substrat (Pouliquen, 2001). L'importance de l'un ou l'autre des mécanismes varie en fonction de la vitesse, de la taille des particules ou encore de leur densité. Savage (1984) introduit alors un nombre sans dimension, appelé nombre de Savage, qui définit un rapport entre les contraintes collisionnelles et les contraintes frictionnelles (Savage 1984) :

$$Sa = \frac{\rho_p d^2 \gamma^2}{\left(\rho_p - \rho_g\right) gh} \tag{18}$$

où ρ_p est la densité des particules, ρ_g la densité du gaz interstitiel, *d* la taille des particules, γ le taux de cisaillement, *h* l'épaisseur de l'écoulement et *g* l'accélération de la pesanteur. Dans le cas des écoulements granulaires denses, c'est-à-dire très concentrés, les valeurs du nombre de Savage sont relativement faibles (par exemple 10^{-8} pour les écoulements denses, Roche, 2012) ce qui signifie que la dissipation d'énergie par collision est négligeable devant les frottements. Les collisions n'ont d'importance que pour une fraction de gaz importante (Eames et Gilbertson, 2000 ; Forterre et Pouliquen, 2008) ce qui n'est probablement pas le cas des expériences de laboratoire étudiés dans cette thèse.

Les interactions frictionnelles entre les grains sont donc le principal processus de dissipation de l'énergie dans un écoulement granulaire dense et gouvernent leur dynamique. La base physique des interactions frictionnelles reposent sur le rapport entre contraintes tangentielles et contraintes normales appliquées sur chaque grain, comme illustré sur la figure 2.7. Lorsque le matériau est statique, la meilleure description de ce rapport est la loi de Coulomb :

$$\frac{\tau}{\sigma} = \mu_f \qquad avec \qquad \mu_f = \tan\varphi \tag{19}$$

avec τ la contrainte cisaillante, μ_f le coefficient de frottement, σ la contrainte normale. Les contraintes sont donc liées linéairement par le coefficient de frottement. Il est souvent exprimé sous la forme d'un angle frottement φ correspondant à l'arc tangente de μ_f. Chaque matériau

possède son coefficient de frottement, et donc son angle de frottement. Lorsque le matériau est immobile sur une pente, l'angle de frottement est dit statique, ce qui correspond à l'angle de repos (Forterre et Pouliquen, 2008). Lorsque qu'il est en mouvement, cet angle est qualifié de dynamique. La loi de Coulomb définie en quelque sorte un seuil de contrainte, en effet tant que le rapport $\frac{\tau}{\sigma}$ n'est pas supérieur à μ_f il n'y aura pas de mouvement. Considérée comme la loi rhéologique la plus simple pour décrire un écoulement granulaire, cette loi a été appliquée numériquement pour la première fois dans une approche de type moyennée verticalement par Savage et Hutter (1989) afin de décrire les frottements d'un écoulement granulaire dense. Les auteurs définissent une contrainte cisaillante fonction du coefficient de frottement, parfois simplement appelée approche SH (*Savage Hutter*, Pudasaini et Hutter, 2007) :

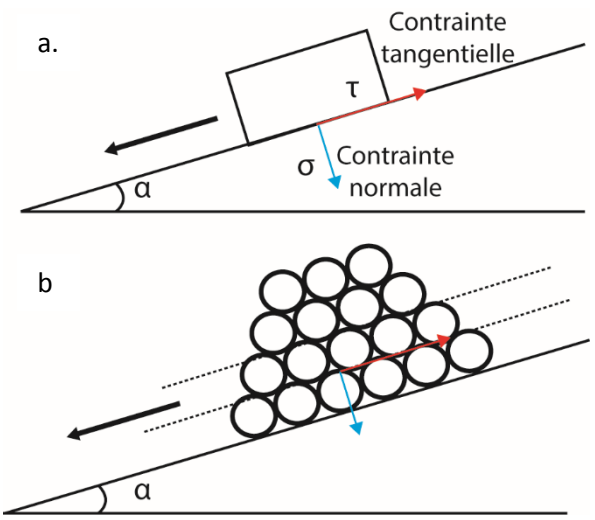


Figure 2.7 : Illustration des contraintes normale et tangentielle appliquées à la surface de contact entre un bloc et une pente (a.) et entre les grains (b.). Le rapport de ces contraintes est égal à la tangente de l'angle α appelée angle de frottement.

$$\tau = -\rho g\, h \cos(\alpha)\, \mu \frac{u}{\|u\|} \tag{20}$$

Cette loi à friction constante a été intensivement appliquée pour la simulation numérique d'écoulements géophysiques tels que les écoulements pyroclastiques (Pitman, 2003 ; Sheridan et al., 2004 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Doyle et al., 2008, 2011), ou les coulées de débris (Iverson, 1997, Denlinger and Iverson, 2001 ; Iverson and Denlinger, 2001).

Pouliquen (1999) montrent dans des expériences de laboratoire que la loi à angle de frottement constant est valide pour les écoulements granulaires sur une surface lisse à faible pente, mais que cette loi échoue à décrire les écoulements granulaires sur un substratum rugueux ou pour des angles de pente plus grands. Pouliquen (1999) propose alors un coefficient de frottement empirique effectif qui est dépendant du nombre de Froude et des caractéristiques de l'écoulement lui-même (épaisseur et vitesse). Il introduit pour la première fois la notion de coefficient de frottement effectif qui n'est pas constant lorsque le matériau granulaire s'écoule. La loi est améliorée par la suite par Pouliquen et Forterre (2002) qui observent que l'écoulement

se développe de façon uniforme entre deux inclinaisons (pente) critiques α_1 et α_2. Pour les angles de pente inférieurs à α_1 il n'y a pas d'écoulement et pour les angles de pente entre α_1 et α_2 l'écoulement se crée et accélère de manière continue. Ils formulent une loi où le coefficient de frottement est exprimé uniquement en fonction de l'épaisseur et de la vitesse de l'écoulement :

$$\mu(h, Fr) = \mu_1 + \frac{\mu_2 - \mu_1}{1 + \frac{\beta h}{L\, Fr}} \tag{21}$$

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gh\cos\alpha}} \tag{22}$$

avec *h* l'épaisseur, α la pente, $\mu_1 = \tan\alpha_1$ et $\mu_2 = \tan\alpha_2$ coefficients correspondant aux deux angles de pentes critiques α_1 et α_2, β une constante empirique sans dimension et *L* une constante empirique aux dimensions d'une longueur (voir Pouliquen et Forterre, 2002). A partir de cette approche, Mangeney et al. (2007) reproduisent numériquement la formation de chenaux et levées, caractéristiques des écoulements denses, en utilisant cette loi de frottement variable. A la suite de ces travaux, le Groupe de Recherche des Milieux Divisés (GDR-MiDi, 2004) introduit un nombre sans dimension *I* appelé nombre d'inertie qui représente le rapport entre le temps de chute d'un grain et le temps de déplacement de ce grain dans le sens de l'écoulement :

$$I = \frac{\gamma d}{\sqrt{\sigma / \rho_p}} \tag{23}$$

avec γ le taux de cisaillement, *d* le diamètre des particules, et ρ_p leur densité. Dès lors, GRD-MiDi (2004) met en évidence que le coefficient de frottement varie lorsque que ce nombre *I* varie. Jop et al. (2006) appliquent alors l'équation (21) en fonction de ce nombre d'inertie équation (23) afin d'obtenir une loi uniforme pour tous les écoulements granulaires denses. Dans ce cas, le coefficient de frottement μ s'exprime de la manière suivante (Jop et al., 2006):

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{1 + I_0 / I} \tag{24}$$

avec μ_s le minimum de la fonction, et μ_2 le maximum de la fonction, soit le coefficient de friction statique. Pour une meilleure représentation de ces coefficients, μ est calculé en fonction

du nombre d'inertie *I* sur la figure 2.8 où l'on observe donc que $\mu(I)$ varie de μ_s à μ_2 lorsque *I* augmente.

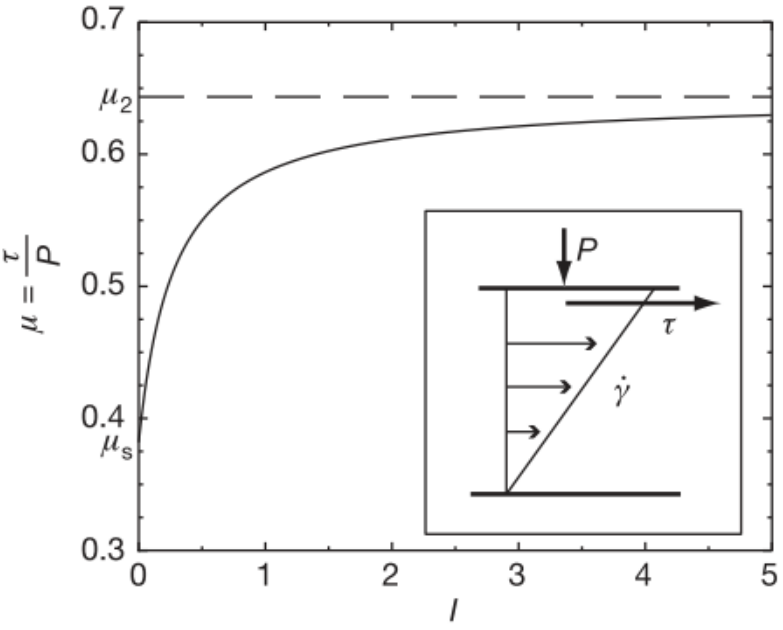


Figure 2.8 : Coefficient de friction $\mu_{(I)}$ en fonction du nombre d'inertie I. L'orientation de la contrainte normale P et de la contrainte cisaillante τ est aussi représentée dans le carré central. La variation de vitesse sur l'épaisseur correspond au taux de cisaillement γ. D'après Jop et al. (2006).

Cette loi en $\mu(I)$, aussi appelé la « loi de frottement $\mu(I)$ », est aujourd'hui la base de la modélisation des écoulements granulaires, comme le résument Forterre et Pouliquen (2008) ou plus récemment Gray et Edwards (2014). Elle a été appliquée notamment par Lucas et al. (2014) pour la simulation des glissements de terrains ou Levy et al. (2015) pour la simulation des écoulements pyroclastiques.

4.3. Ecoulements granulaires fluidisés

4.3.1. Principe physique de la fluidisation

Les écoulements granulaires qualifiés de secs ont la particularité de peu interagir avec le fluide interstitiel car celui-ci est à la pression atmosphérique. Cependant l'augmentation de la pression de ce gaz influence la dynamique de l'écoulement. Prenons l'exemple d'un cas simple, schématisé sur la figure 2.9 : quand un fluide passe à travers un lit de particules statiques, les frottements de ce fluide sur les particules génèrent une force appelée la force de traction (Rhodes, 1998 ; Eames et Gilbertson, 2000 ; Iverson et Delinger, 2001, Goren et al., 2010). Cette force de traction provoque en réponse une augmentation de la pression du fluide

interstitiel. Plus le flux de gaz est important, plus la force exercée sur les particules augmente, et donc plus la pression du fluide interstitiel augmente aussi. Cette pression est donc fonction de la vitesse du fluide (Geldart, 1973). Elle compense alors la pression exercée par le poids des particules, appelée pression lithostatique. Cette pression lithostatique étant fonction de l'épaisseur du lit granulaire, la pression de gaz interstitiel n'est pas constante sur l'épaisseur mais sous la forme d'un gradient (Fig 2.9). Le lit est dit fluidisé lorsque la pression de fluide interstitiel à la profondeur *z* compense entièrement à la pression lithostatique exercée par le lit à la même profondeur *z* (Rhodes, 1998).

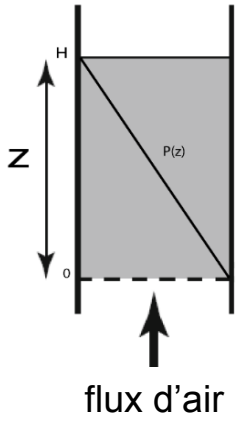


Figure 2.9 : Schéma de la colonne fluidisée et représentation du gradient de pression

Geldart (1973) montre qu'il existe une vitesse de gaz seuil à partir de laquelle le milieu est entièrement fluidisé, aussi appelée vitesse minimale de fluidisation U_{mf} . Au-delà de cette valeur, la pression de fluide interstitielle ne peut plus augmenter et le milieu s'expanse (Fig. 2.10). L'auteur introduit aussi la vitesse minimale de bullage U_{mb} au-delà de laquelle l'expansion laisse place à la formation de bulles. Les variations de la vitesse du gaz donnent finalement lieu à trois comportements différents (Fig 2.10) :

(i) En dessous d'U_{mf} le milieu granulaire n'est pas entièrement fluidisé, le poids de la colonne n'est pas entièrement compensé car le flux d'air est trop faible.

(ii) A U_{mf} le flux d'air est suffisant pour que la pression de fluide compense totalement le poids des particules et le milieu granulaire est alors totalement fluidisé. La pression de fluide a atteint sa valeur maximale et ne pourra plus augmenter (Fig 2.10), si bien que de U_{mf} à U_{mb}, l'augmentation de la vitesse de l'air est compensée par l'accroissement du volume des interstices. Ceci conduit à une expansion de la colonne de quelques pourcents (Geldart, 1973 ; Roche et al., 2008 ; Roche, 2012).

(iii) À partir d'U_{mb} , l'expansion du lit est à son maximum et ne peut plus augmenter (épaisseur H). Ainsi, l'augmentation du flux air est cette fois-ci compensée par l'apparition de bulles au sein du milieu comme dans un fluide (Geldart, 1973).

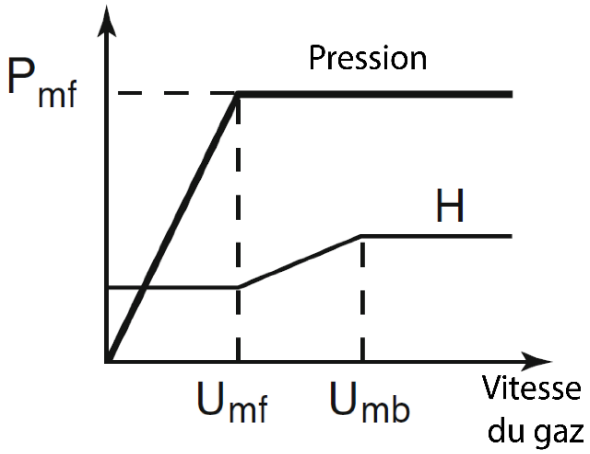


Figure 2.10 : Illustration montrant la courbe de pression de fluide interstitiel théorique (gras) à la base de l'écoulement en fonction de la vitesse du gaz. La courbe fine représente la variation d'épaisseur du lit granulaire lorsqu'il y a expansion. D'après Roche (2012).

Comme on peut le voir sur la figure 2.10, il existe une relation entre la pression de fluide interstitiel et la vitesse du flux d'air. Rhodes (1998) détermine alors une équation permettant de calculer la pression interstitielle à partir de cette vitesse (équation d'Ergun) :

$$\frac{\Delta P}{h} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_g U_g}{\varepsilon^3 d^2} + \frac{1.75(1-\varepsilon)\rho_g U_g{}^2}{\varepsilon^3 d} \qquad (25)$$

Où $\frac{\Delta P}{h}$ représente l'augmentation de la pression P sur l'épaisseur h, ε est la porosité du milieu granulaire, d le diamètre des particules, μ_g la viscosité du gaz, ρ_g la densité du gaz et U_g la vitesse du gaz (débit d'air divisé par la surface). Plus la vitesse du gaz U_g est grande, plus la pression interstitielle P est forte, jusqu'à $U_g = U_{mf}$ où elle devient constante (Roche et al., 2004 ; Roche, 2012).

4.3.2. Défluidisation et diffusion de la pression de fluide interstitiel

Dans un milieu granulaire à faible perméabilité, la pression interstitielle ne s'équilibre pas instantanément après l'arrêt de l'alimentation en gaz. Considérons de nouveau une colonne de matériau granulaire à faible perméabilité fluidisée par un flux d'air introduit à la base (Fig. 2.9). Lorsque le flux d'air est coupé, l'air s'échappe et la pression diminue lentement pour atteindre la pression atmosphérique dans toute la colonne. Tant qu'une pression interstitielle supérieure à la pression atmosphérique persiste, le milieu reste partiellement fluidisé.

Yilmaz et al., (1994) décrit le débit d'un fluide s'écoulant à travers un milieu homogène en couplant une équation de conservation de la masse à la loi de Darcy. Par la suite, de nombreux auteurs (Yilmaz et al., 1994 ; Liang et al., 1994 ; Iverson et Delinguer, 2001 ; Druitt et al.,

2007 ; Montserrat et al., 2012, 2016) ont montré que l'évolution de la pression d'une colonne statique initialement fluidisée peut être approchée par une équation de diffusion verticale à une seule dimension. La variation de pression en fonction du temps dépend du gradient de pression initial et des paramètres physiques du milieu et du gaz (Montserrat et al. 2012) :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D.\frac{\partial^2 P}{\partial h^2} + D(\gamma + \beta).\left(\frac{\partial P}{\partial h}\right)^2 \tag{26}$$

où D est le coefficient de diffusion (m²/s), γ la compressibilité spécifique (Pa^{-1}), β est la compressibilité du fluide (Pa^{-1}), h l'épaisseur du milieu granulaire (m), P la pression interstitielle (Pa) et t le temps (s). Cependant d'après une étude dimensionnelle, Montserrat et al. (2012) montrent que le terme $D(\gamma + \beta).\left(\frac{\partial P}{\partial h}\right)^2$ peut être négligé pour des écoulements fins (faible rapport d'aspect). Dans ce cas-là, nous obtenons donc une équation de diffusion simplifiée (Iverson, 1997; Iverson et Delinger, 2001 ; Roche et al., 2012 ; Montserrat et al., 2012) :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D.\frac{\partial^2 P}{\partial h^2} \tag{27}$$

dont le coefficient de diffusion D a pour expression (Montserrat et al., 2012 ; Roche, 2012) :

$$D = \frac{k}{\mu \varepsilon_f \beta} \tag{28}$$

où ε_f est la porosité du milieu (fraction de fluide). La compressibilité du fluide β est variable suivant le volume et la pression, mais en considérant l'air comme un gaz parfait, à partir des lois des gaz parfaits on obtient :

$$\beta = -\frac{1}{V}.\frac{\partial V}{\partial P} = \frac{1}{P} \tag{29}$$

P désignant la pression totale à la base, c'est-à-dire la pression atmosphérique plus la pression lithostatique: $P_{atm} + P_{litho}$ ou $P_{atm} + \rho g h$. En conséquence, Roche (2012) exprime alors D en fonction de h en remplaçant β par $\frac{1}{P}$. Le coefficient de diffusion pour un lit granulaire non cohésif prend donc l'expression suivante (Roche, 2012):

$$D = \frac{k\ (P_{atm} + \rho g h)}{\mu \varepsilon_f} \tag{30}$$

Ce coefficient de diffusion varie donc en théorie en fonction de la hauteur de l'écoulement, cependant les variations sont faibles pour les écoulements fins. En effet lorsque *h* est faible, $\rho g h$ est négligeable devant P_{atm}. Ainsi, pour des écoulements granulaires fins le coefficient de diffusion peut être considéré comme constant.

La résolution de l'équation différentiel (27) est complexe. Certains auteurs ont proposé des solutions à cette équation (Iverson et Delinger, 2001 ; Montserrat et al., 2012). Roche (2012) détermine une solution à partir des solutions analytiques données par Carslaw and Jaeger (1959, p. 97). Pour un gradient de pression linéaire la solution à l'équation (27) est :

$$P = P_0 \left\{ 1 - \frac{2(Dt)^{\frac{1}{2}}}{H} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (-1)^n \left[ierfc\left(\frac{nH}{(Dt)^{\frac{1}{2}}} \right) - ierfc\left(\frac{(n+1)H}{(Dt)^{\frac{1}{2}}} \right) \right] \right\} \right\} \tag{31}$$

avec P_0 est la pression initiale à la base (Pa) et *H* la hauteur de la colonne fluidisée (m). Cette équation permet alors de calculer l'évolution de la pression interstitielle d'un lit granulaire à chaque instant durant sa défluidisation.

4.3.3. Impact de la pression de fluide interstitiel sur un écoulement granulaire

Les caractéristiques théoriques d'un lit statique fluidisé énoncées précédemment ont un fort impact sur la dynamique de l'écoulement lorsque que ce lit granulaire entre en mouvement. Les propriétés physique restent les mêmes que les écoulements secs, seule la rhéologie est modifiée. Eames et Gilbertson (2000) montrent que l'angle de frottement d'un lit granulaire non cohésif est progressivement diminué au fur et à mesure que la vitesse du gaz augmente. La pression de fluide interstitiel agit sur la loi de Coulomb en diminuant les contraintes normales effectives (Iverson, 1997 ; Iverson et Delinger, 2001 ; Iverson et Vallance, 2001). La loi de Coulomb pour un matériau granulaire fluidisé prend donc la forme suivante :

$$\tau = \mu(\sigma_p - P) \qquad soit \qquad \tau = \tan\varphi(\sigma_p - P) \tag{32}$$

avec *P* la pression de gaz interstitielle du matériau granulaire. La contrainte normale σ_p représente la force exercée par les particules les unes sur les autres, soit la pression lithostatique. Lorsque $P = \sigma$, alors τ = 0, il n'y a plus de frottement et l'écoulement se comporte comme un

liquide. Autrement dit lorsque la pression de fluide augmente les contraintes normales effectives diminuent, et par conséquent les contraintes frictionnelles diminuent donc elles aussi. L'impact de la pression de fluide peut alors être assimilé à un coefficient de frottement apparent, comme proposent Iverson et Denlinger (2001):

$$\sigma_p \mu_{app} = (\sigma_p - P)\mu \qquad soit \qquad \mu_{app} = \frac{(\sigma_p - P)\mu}{\sigma_p} \tag{33}$$

avec μ_{app} le coefficient de frottement apparent. Il varie en fonction de la pression interstitielle, plus elle est forte et plus il est faible. Ainsi lorsque l'écoulement est fluidisé, $P = \sigma$ et donc $\mu_{app} = 0$. Mais lorsque la pression est nulle, $\mu_{app} = \mu$. Cette loi est alors reprise par différents auteurs afin de simuler l'effet de la pression de fluide (eau ou air) sur la dynamique d'un écoulement de gravité : Iverson et Denliger (2001) développent alors un modèle numérique afin de reproduire l'impact de la pression de l'eau interstitielle dans les coulées de débris. A la suite de ces travaux, Iverson et Georges (2014) développent un nouveau modèle pour la simulation des coulées de débris, toujours en utilisant un angle de frottement apparent, mais prenant en compte en plus la dilatance. Enfin, Stilmant et al. (2014) développent un modèle analogue basé sur la diffusion de la pression (Eq. 27) dans un écoulement de cendres volantes. En utilisant un angle de frottement apparent dépendant de la pression de gaz, les auteurs reproduisent de manière satisfaisante l'extension de l'écoulement naturel.

Chapitre 3 : Méthodologie

Introduction :

L'étude des dépôts des écoulements pyroclastiques apportent de nombreuses contraintes sur les mécanismes de transport et de sédimentation de ces écoulements, mais peu sur les relations entre écoulement dense et déferlante et encore moins sur leur formation. A travers la description des propriétés des écoulements pyroclastiques et des écoulements de gravité aux chapitres 1 et 2, nous avons pu constater que deux autres méthodes d'études étaient largement utilisées : la modélisation expérimentale, et la modélisation numérique. Chaque méthode possède ses avantages et ses inconvénients et n'est pas utilisée pour étudier les mêmes mécanismes. Pour cette thèse, l'idée pour tenter de répondre aux problématiques est alors de combiner les deux méthodes, par différentes études, afin d'explorer toutes les particularités du processus.

La modélisation expérimentale est une technique visant à étudier un système naturel en le reproduisant de manière simplifiée en laboratoire. Afin de maitriser toutes les conditions expérimentales, des matériaux analogues sont utilisés, comparables aux matériaux naturels. Seules les caractéristiques principales sont conservées, et souvent à plus petites échelles. L'extrapolation des résultats obtenus vers le système naturel en retour ne peut alors se faire que si des lois d'échelle sont respectées. Dans cette thèse, deux modèles expérimentaux seront utilisés afin d'étudier le mécanisme de formation des déferlantes, puis pour la validation expérimental d'un modèle numérique.

La modélisation numérique est quant à elle une technique d'étude basée sur le calcul, ou plutôt la simulation, par ordinateur d'un système naturel en utilisant les lois physiques ou empiriques le décrivant. Elle permet de simuler un mécanisme physique, voire le système en entier, afin d'étudier la dynamique interne notamment. Elle peut aussi être utilisée d'une manière probabiliste en simulant un grand nombre de scénarios d'écoulement pour évaluer les risques naturels. Dans cette thèse, le modèle numérique VolcFlow sera utilisé pour étudier la rhéologie des écoulements denses, notamment le mécanisme de fluidisation, puis pour la formation des déferlantes à partir de la simulation complète d'un écoulement.

Ce chapitre regroupe la description et le détail des méthodologies utilisées dans les chapitres 4, 5, 6 et 7. Il est composé de deux parties : la partie A concerne la description des méthodes expérimentales utilisées dans les chapitres 4 et 6 notamment, avec la présentation des dispositifs expérimentaux, des matériaux et capteurs utilisés, ainsi qu'une analyse dimensionnelle des écoulements expérimentaux. La partie B concerne elle la description du

modèle numérique utilisé pour les chapitres 4, 5 et 7, avec une présentation des deux versions existantes et le détail des modifications effectuées. Pour les deux parties, avant chaque description des méthodes nous reviendrons sur les principaux travaux précédents afin de replacer les études dans leur contexte.

Partie A : Méthodes expérimentales

I. Résumé des travaux précédents

La modélisation expérimentale est une méthode d'étude largement utilisée en volcanologie mais aussi pour l'étude de la physique des écoulements de gravité. En ce qui concerne les écoulements pyroclastiques, c'est l'une des premières méthodes d'étude de ces écoulements en dehors de l'étude de leurs dépôts. Elle se concentre notamment sur les processus de mise en place et de sédimentation, souvent en comparant avec les données de terrain, et sert parfois à la validation de modèles numériques. Peu à peu, différents types de configurations se sont développés afin d'étudier ces écoulements. C'est le cas du principe de rupture de barrage (*dam-break experiments*) ou parfois appelé *lock-exchange*, dont nous discuterons plus en détail dans la première partie. Des configurations analogues se sont développées simultanément pour lesquelles le matériau est apporté petit à petit dans le dispositif par une alimentation continue. Cette configuration sera discutée dans la deuxième partie. Enfin, l'étude de certains mécanismes demandant des configurations plus complexes, comme le recourt à une soufflerie, seront discutés dans la troisième partie.

1.1. Expériences de rupture de barrage ou « lock-exchange »

Le concept des expériences de rupture de barrage a été développé en premier lieu pour l'étude des écoulements de gravité. Son principe est la libération brutale dans une cuve rectangulaire étroite d'un fluide dense dans un milieu moins dense, comme schématisé sur la figure 3.1. La faible largeur du chenal permet d'observer l'écoulement en coupe et donc d'étudier ses propriétés dynamiques. Ritter (1892) est le premier à utiliser ce principe pour étudier la formation des vagues. Rottman et Simpson (1983) montrent son intérêt pour la comparaison et la validation d'un modèle numérique moyenné verticalement (voir partie B). Dès lors, cette configuration sera reprise par la plupart des auteurs étudiant le comportement des écoulements de gravité, dont nous avons déjà discuté au chapitre 2 (Middleton, 1966;

Benjamin, 1968 ; Allen 1971 ; Britter and Simpson, 1978 ; Simpson et Britter, 1979 ; Huppert et Simpson, 1980 ; Simpson, 1986 ; Bonnecaze et al., 1993 ; Kneller, 1999 ; Baas et al., 2005 ; van Sommeren et al., 2012 ; Sher et Woods, 2015). Il faut attendre la fin des années 80 pour que ce type d'expériences soit utilisé pour étudier la dynamique des écoulements pyroclastiques. Parmi les premiers, Woods and Bursik (1994) y intègrent l'influence de la pente, comme celle d'un volcan, et montrent que ses changements brutaux (rupture, obstacle,…) modifient fortement les conditions de sédimentation et d'ingestion de fluide des écoulements expérimentaux. Ils font alors le parallèle pour expliquer le contrôle topographique observé pour les éruptions du Mont Redoubt (1989) ou du Mont Saint Helens (1980). A la suite, Choux et Druitt (2002) et Choux et al. (2004) reproduisent la ségrégation granulométrique et les mécanismes de sédimentation des écoulements pyroclastiques en utilisant notamment des écoulements de gravité polydisperses.

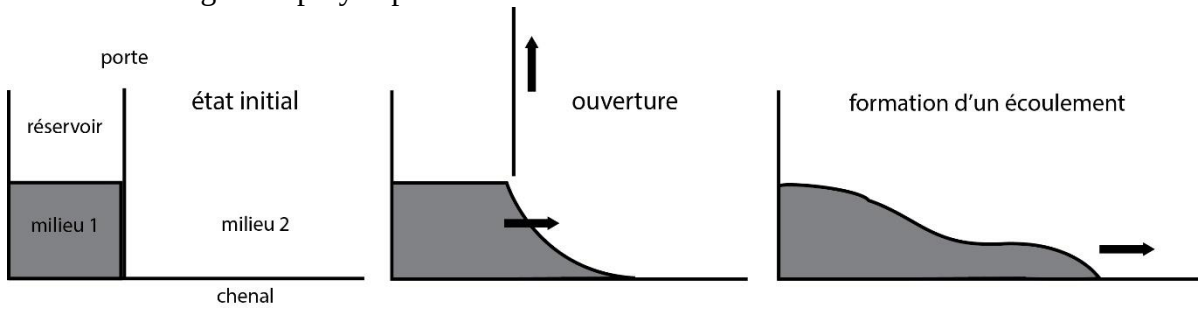


Figure 3.1 : Schéma du principe de rupture de barrage utilisé en modélisation expérimentale pour l'étude des écoulements de gravité, dont les écoulements pyroclastiques.

Ce type de concept est aussi beaucoup utilisé pour étudier les mécanismes de propagation des écoulements granulaires, suite aux travaux de Savage et Hutter (1989) notamment. Contrairement aux expériences d'écoulements de gravité menés en milieu aqueux, ces expériences sont réalisées à l'air libre. L'étalement d'un matériau granulaire sur une surface sera fonction du rapport de forme initial du médium $a = \frac{h}{x}$ comme le montre Lube et al. (2004) puis Lajeunesse et al. (2004, 2005) en utilisant un réservoir cylindrique, avec *h* la hauteur du lit granulaire et *x* la largeur ou le rayon du réservoir. Lube et al. (2004) montrent alors que l'étalement est caractérisé par une première phase d'accélération, suivie d'une phase à vitesse constante (relation de Froude), avant une phase de décélération. La distance et la durée de l'écoulement est proportionnelle au rapport *a* (Lajeunesse et al., 2005). L'impact du gaz interstitiel sur la dynamique de ces écoulements a été étudié par Roche et al. (2002, 2004), en injectant de l'air à la base de l'écoulement pour le fluidiser. Dans un nouveau dispositif de rupture de barrage, Roche et al. (2008) observent les trois régimes mis en évidence par Lube et al. (2004), mais montrent que la propagation d'un écoulement fluidisé est comparable à un

liquide tant que la pression de gaz interstitiel reste importante. Les expériences précédentes étant toujours réalisées avec un matériau analogue (des billes de verre), Girolami et al. (2008) montrent que ce comportement pseudo-liquide est aussi obtenu avec des particules volcaniques (ignimbrite). Finalement, le rôle de la pression de fluide interstitiel et sa diffusion au court du temps sont investigués par Roche et al. (2010). Les auteurs montrent notamment que l'écoulement est constitué d'une tête qui glisse à l'avant de l'écoulement, qui ne sédimente pas, et qui génère une sous-pression à son passage. Ces résultats sont confirmés par Montserrat et al. (2012, 2016) en utilisant un dispositif analogue. Plus tard, Chedeville et Roche (2014) montrent qu'une forte rugosité à la base dans ce genre de dispositif peut générer une auto-fluidisation de l'écoulement. Les processus de sédimentation et d'érosion des écoulements pyroclastiques furent aussi étudiés par ce principe de rupture de barrage. Roche et al. (2013) montrent que la sous-pression observée dans les expériences de Roche et al. (2010) procure à la tête la capacité d'éroder le substrat, puis de l'incorporer. La sédimentation par aggradation progressive est étudiée plus en détail par Girolami et al. (2010, 2015) ou encore Rowley et al. (2011, 2014). De façon plus générale, cette approche est aussi utilisée pour l'étude des coulées de débris et des lahars, notamment avec l'expérience de grande envergure de l'USGS développée par Iverson et al. (2010). Johnson et al. (2012) y montrent d'ailleurs la formation de levées dans ces écoulements, causée en partie par la ségrégation granulométrique des particules.

1.2. Alimentation contrôlée de particules

Un autre concept relativement similaire a été développé dans lequel les particules sont apportées dans le dispositif par une alimentation contrôlée (un débit), et non brutalement relâchées à l'ouverture d'une porte. Le principe est notamment dérivé des modèles de formation de panaches développés au début des années 90 par Sparks et al. (1991) ou encore Woods et al. (1991). Là encore, la technique est d'abord initiée pour l'étude des écoulements de gravité, avec notamment Woods et al. (1998). Elle est rapidement adaptée aux écoulements granulaires avec les travaux de Pouliquen (1999) et Pouliquen et Forterre (2002) que nous avons déjà décrits dans le chapitre 2. Felix et Thomas (2004) mettent en évidence la formation des levées dans un écoulement granulaire en utilisant cette approche. Plus tard, Kokelaar et al. (2013) montreront que la polydispersité semble influencer la formation de ces structures. Pour l'étude des écoulements pyroclastiques à proprement parlé, Andrews et Manga (2011, 2012) développent un modèle injectant à débit contrôlé une suspension de talc dans l'air et montrent l'influence de la pente et celle d'un obstacle sur la concentration en particules des écoulements. Par analogie,

les auteurs indiquent que la formation du nuage co-ignimbritique sera fortement influencée par la topographie. Ils précisent que l'écoulement ne pourra franchir un obstacle que si sa hauteur représente moins de 1.5 fois l'épaisseur de l'écoulement. Andrews (2014) observe par la suite dans un dispositif carré où l'écoulement n'est pas contraint latéralement, que la température influence la morphologie de l'écoulement. Plus l'écoulement est chaud et plus il aura tendance à adopter un forme allongée car il incorpore beaucoup d'air latéralement (Fig. 3.2 A). A l'inverse, plus il est froid et plus il s'étale radialement et incorpore de l'air majoritairement au front (Fig. 3.2 B). Plus récemment, le dispositif PELE développé dans les études de Lube et al. (2015), Bréard et al. (2016, 2018), et Bréard et Lube (2017) sur la formation des écoulements pyroclastiques (c.f. chapitre 1 et 2) utilisent aussi ce principe d'alimentation contrôlée, où les particules (ignimbrite de Taupo) sont larguées sur une surface inclinée analogue à des flancs de volcan. Parmi les dernières études, Smith et al. (2018) utilisent un dispositif d'alimentation continue en particule (billes de verre) pour montrer que l'aération d'un milieu granulaire (l'espacement entre les grains) influence sa distance de parcours.

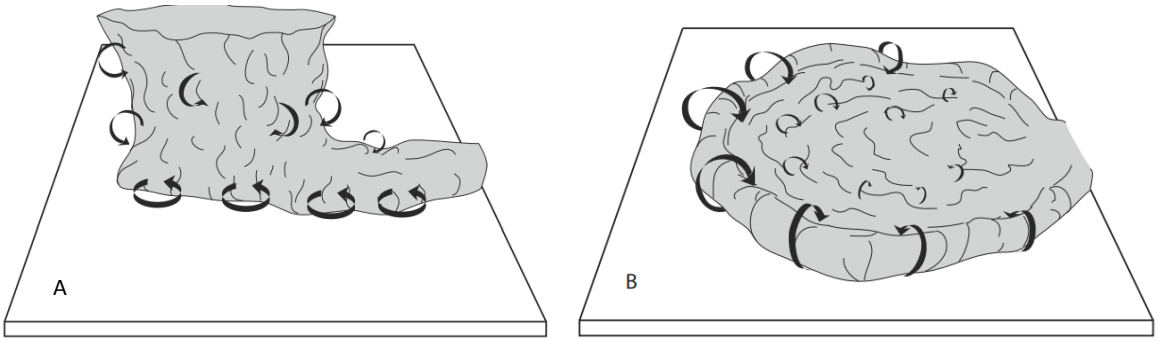


Figure 3.2 : Schéma des expériences de Andrews (2014) pour un écoulement chaud qui s'élève (en A) et un écoulement froid qui s'étale radialement (en B).

1.3. Entrainement et sédimentation dans une soufflerie

Afin d'étudier les processus de dépôts d'un écoulement de gravité particulaire ainsi que les processus d'érosion et d'entrainement de particules fines par un flux d'air horizontal, certaines études ont recourt à l'utilisation d'une soufflerie. Le dispositif se compose alors essentiellement d'un long chenal ouvert aux deux extrémités afin de laisser passer un flux d'air horizontal. Ce type de dispositif est notamment initié par les travaux de Gillette (1978) qui étudie l'impact de la vitesse de l'air sur l'érosion des sols. Suivront alors de nombreuses études (Rasmussen et Mikkelson, 1991 ; Nickling et al., 1997 ; Butterfield, 1998 ; Dong et al., 2002 ; Merrison et al., 2008 ; Kang et al., 2008), dont celle de Iversen et Rasmussen (1994) qui ont développé un dispositif dont la pente est variable afin d'étudier le processus de saltation. C'est dans ce même dispositif que Douillet et al. (2014) étudient les processus de transport et sédimentation des

déferlantes afin d'expliquer les structures sédimentaires observées dans les dépôts de l'éruption du Tungurahua (Equateur) en 2006. Ils montrent notamment que la saltation des particules dans la zone de charriage jouent un rôle important dans l'érosion/sédimentation.

II. Dispositif expérimental d'étude des déferlantes

Pour explorer les processus de formation des déferlantes à partir d'un écoulement dense, un dispositif expérimental a été développé pour cette thèse, surnommé « Surge Machine ». Son principe est de générer un écoulement de gravité particulaire dilué à partir d'un lit granulaire dense, soumis aux mêmes contraintes physiques que celles d'un écoulement dense en formation. L'écoulement de gravité est donc analogue à la déferlante, et le lit granulaire à l'écoulement dense. Plusieurs mécanismes sont évoqués pour la formation de la déferlante (c.f. chapitre 1) et l'objectif est d'explorer chacun d'entre eux. Malheureusement, les contraintes expérimentales de la fragmentation des particules lors de l'écoulement (Andrews et Manga, 2008) étant trop grandes, ce mécanisme de formation n'a pu être investigué. Seul les processus d'entrainement turbulent à la surface de l'écoulement et l'élutriation des particules fines seront étudiés. Pour ce faire, le dispositif a été conçu de façon modulable pour étudier chaque mécanisme dans le même espace. Différents réservoirs contenant le lit granulaire dense sont utilisés pour tester les différents scénarios. Pour recréer l'entrainement turbulent, le lit granulaire subit le passage d'un flux d'air à sa surface par un dispositif de soufflerie. Pour recréer l'élutriation et l'incorporation d'air, le réservoir subit cette fois-ci une vibration verticale par un dispositif de vibration. Nous allons maintenant détailler les différentes versions de ce dispositif ainsi que ces constituants.

2.1. Présentation du dispositif

2.1.1. Dispositif version 1 : soufflerie et vibrations

Les plans du dispositif ont été conçus par ordinateur (logiciel CAO SketchUp), dont une vue en 3D a été éditée sur la figure 3.3 et servira de schéma pour la description. Ce dispositif est un assemblage de 3 grandes parties : (i) un châssis principal en tube d'acier de 3 × 1.8 × 1 m sur lequel repose le reste du dispositif, assemblé au LMV. (ii) Par-dessus vient se poser le chenal clos où sont réalisées les expériences. Analogue à un aquarium, il est constitué d'un châssis en aluminium (plaque de base et arrêtes) maintenant des vitres transparentes en vitrocéramique capables de résister à des hautes températures. L'ensemble forme un espace de 2 × 0.5 × 1 m. Il a été usiné et assemblé au LMV. A l'avant du dispositif, une plaque en

aluminium laisse passer le tube d'arrivée d'air jusqu'au dispositif de soufflerie. Par-dessus cette plaque, une vitre amovible permet d'accéder à l'intérieur du chenal pour le nettoyage ou le remplissage du réservoir (ouverture, Fig. 3.3). L'arrière du chenal se termine par une plaque en aluminium percée par un filtre à particules. Cette plaque est aussi percée pour accueillir la caméra thermique qui filme les expériences. Elle est disposée ainsi car les vitres vitrocéramiques bloquent les rayons infrarouges et empêchent donc l'utilisation de la caméra en position latérale. (iii) Enfin, le dispositif accueil un châssis externe positionné sous le chenal. Il est isolé du châssis principal car il supporte le dispositif de vibration, décrit dans la suite, ce qui permet d'éviter la transmission des vibrations d'un châssis à un autre et donc de prévenir les dégâts sur les vitres. Il maintient le support du réservoir par deux tubes en acier traversant le fond du chenal. Les mouvements du réservoir sont ainsi isolés du châssis principal. Les ouvertures dans le fond du chenal sont closes par des soufflets en aluminium (voir photo A Fig 3.4).

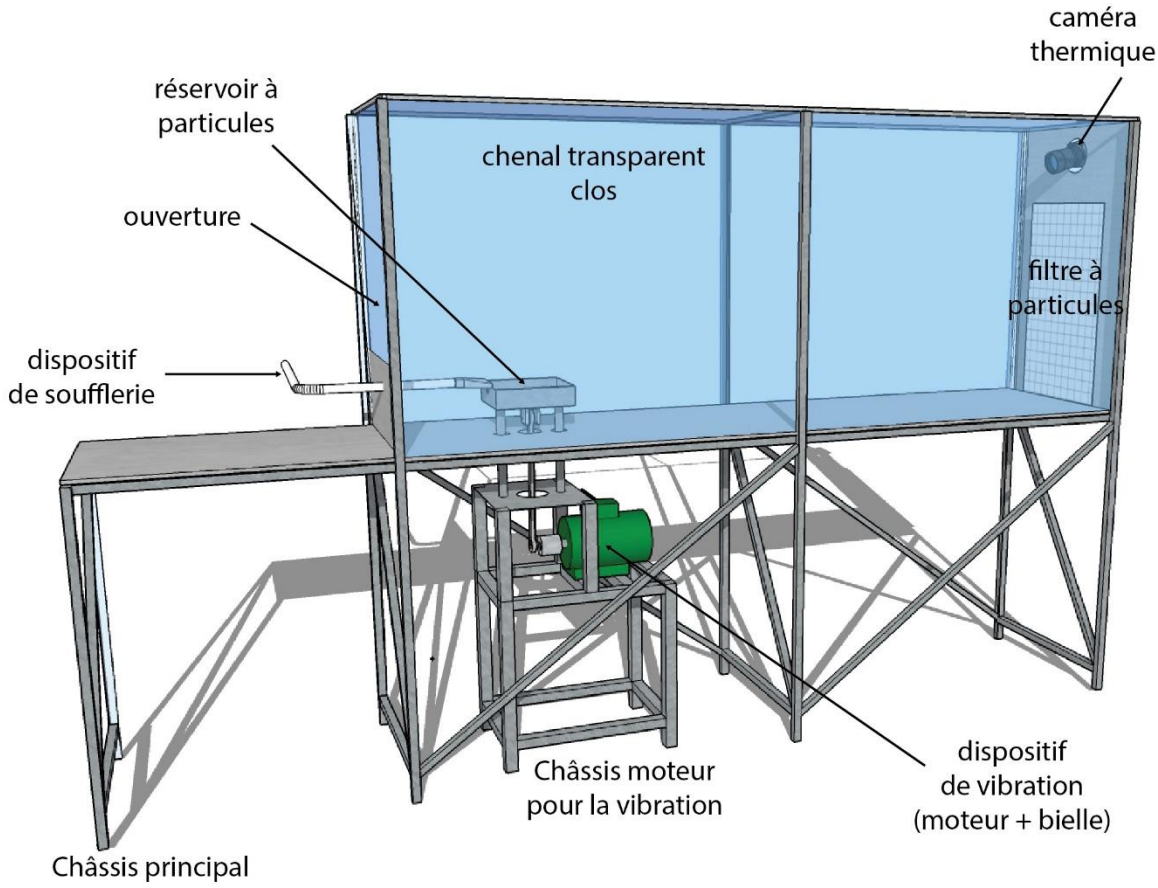


Figure 3.3 : Schéma en trois dimensions du dispositif expérimental d'étude de la formation des déferlantes. Il est composé d'un châssis principal sur lequel est posé le chenal clos où sont réalisées les expériences, puis un châssis externe supportant le dispositif de vibration, à savoir un moteur et un contrôleur ainsi qu'une bielle afin de transmettre le mouvement au réservoir. Aux extrémités du chenal se trouve l'ouverture pour insérer les particules dans le dispositif, et à l'autre bout un filtre antiparticule afin de laisser circuler l'air mais retenir les particules à l'intérieur. Les expériences sont filmées par des caméras haute-vitesse, thermique et reflex.

Le dispositif de soufflerie est composé d'une buse de forme trapézoïdale fixée au support du réservoir comme nous pouvons observer sur la figure 3.4. Cette forme permet de répartir de façon uniforme le flux d'air sur la surface du lit de particules. L'étanchéité du chenal est garantie par un soufflet en caoutchouc, résistant aux hautes températures, qui relie le chenal à la buse. Le flux d'air est assuré par un compresseur délivrant une pression pratiquement constante de 10 bars, contrôlée par un débimètre et une valve mécanique. A noter que la buse de sortie de l'air et le tube sont amovibles et peuvent être retirés du dispositif.

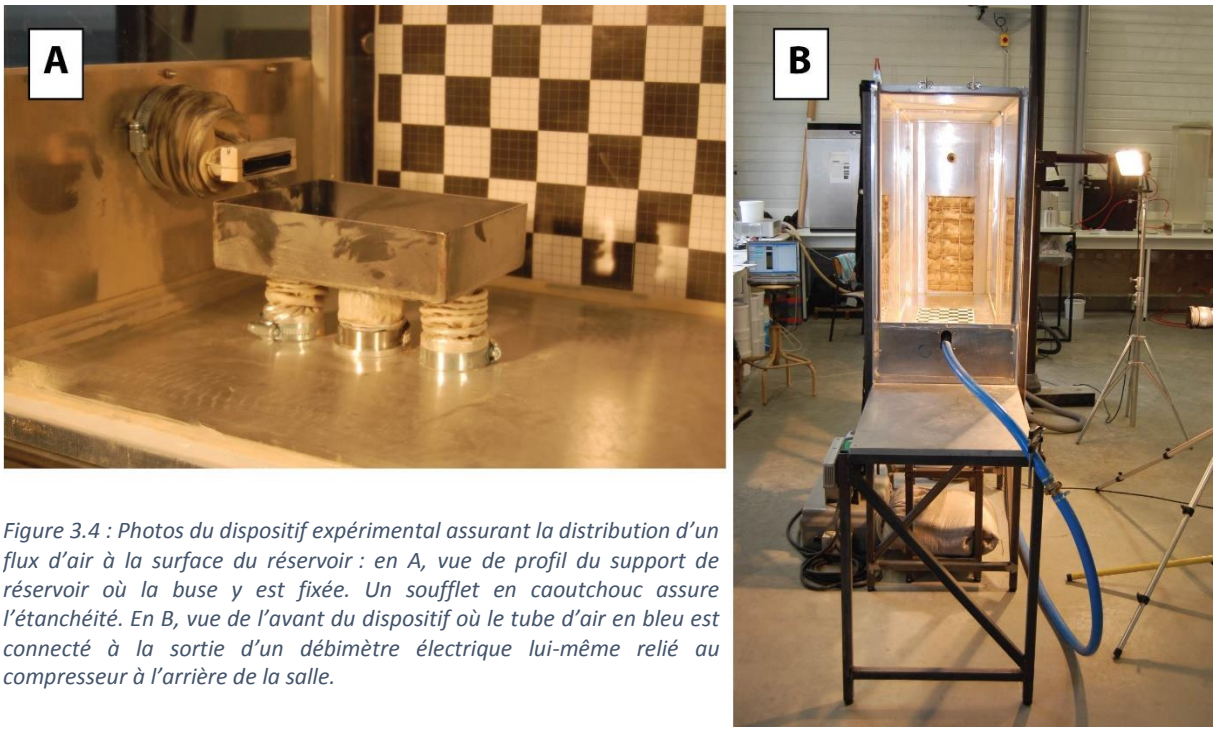


Figure 3.4 : Photos du dispositif expérimental assurant la distribution d'un flux d'air à la surface du réservoir : en A, vue de profil du support de réservoir où la buse y est fixée. Un soufflet en caoutchouc assure l'étanchéité. En B, vue de l'avant du dispositif où le tube d'air en bleu est connecté à la sortie d'un débimètre électrique lui-même relié au compresseur à l'arrière de la salle.

Le dispositif de vibration, illustré sur la figure 3.5, est composé de deux éléments importants : un moteur électrique puissant fixé sur le châssis externe et relié à un contrôleur pour moduler sa vitesse, ainsi que d'une bielle en aluminium fixée d'une part au support de réservoir et d'une autre part à l'axe du moteur. Un maneton permet de déporter l'axe de rotation du moteur pour transformer le mouvement circulaire en mouvement vertical grâce à la bielle. Deux tiges en laiton (invisibles sur la figure 3.5) sont fixées à la base du support de réservoir et viennent s'insérer dans les deux tubes en acier tout en haut du châssis externe, pour assurer le coulissement vertical du support. Le poids du réservoir et de son support n'est donc supporté que par la bielle.

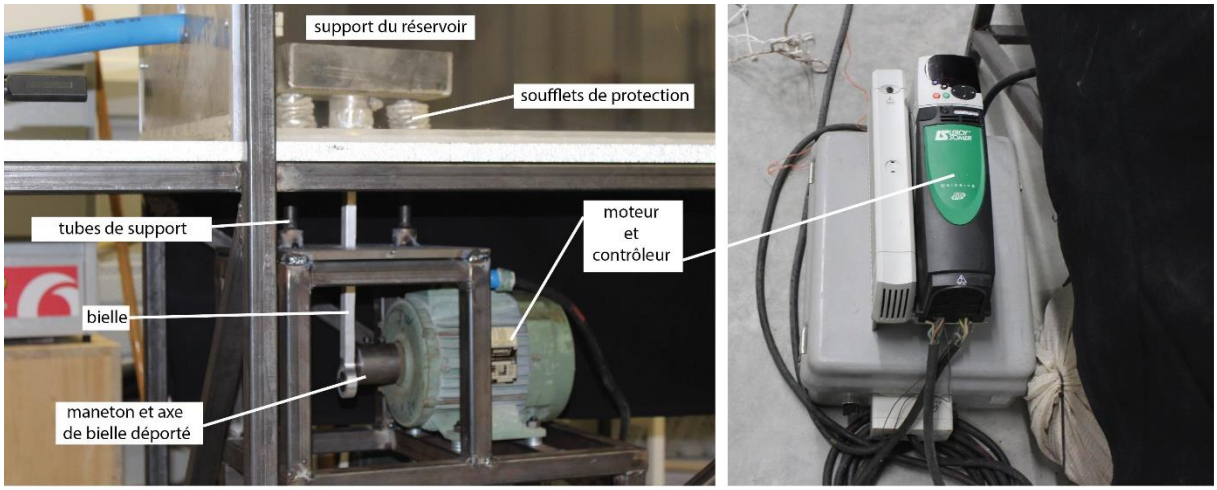


Figure 3.5 : Photos du dispositif de vibration positionné en haut du châssis secondaire composé d'un moteur électrique et de son contrôleur animant une bielle qui permet de transformer le mouvement circulaire en une vibration verticale.

2.1.2. Dispositif version 2 : vibrations seules

Une deuxième version du dispositif a été mise en œuvre pour mieux étudier le mécanisme d'élutriation. Pour cela, cette version reprend toutes les caractéristiques du dispositif version 1 hormis deux modifications visibles sur la figure 3.6 :

(i) une nouvelle plaque de base est ajoutée au même niveau que le sommet du réservoir afin d'éviter une accélération de l'écoulement due à une chute initiale. En effet, le réservoir et son support étant surélevés de 10 cm par rapport à la base du chenal à cause du passage de la bielle (Fig 3.4 A), les écoulements se forment à un niveau inferieur à leur source d'émission. Le rehaussement de la surface d'écoulement permet d'éviter un biais expérimental. Cette nouvelle plaque est ajourée d'un rectangle de 20 × 15 cm pour laisser le réservoir vibrer sans qu'il n'y ait contact. Un joint en mousse est ajouté sur le bord de cette ouverture pour assurer l'étanchéité du dispositif. La plaque repose sur 8 plots en bois de 10 cm de haut entièrement amovibles, facilitants les manipulations.

(ii) le dispositif de soufflerie est retiré pour éviter les frottements et les chocs avec la nouvelle plaque de base. L'ouverture faite pour le tube d'arrivée d'air est donc comblée.

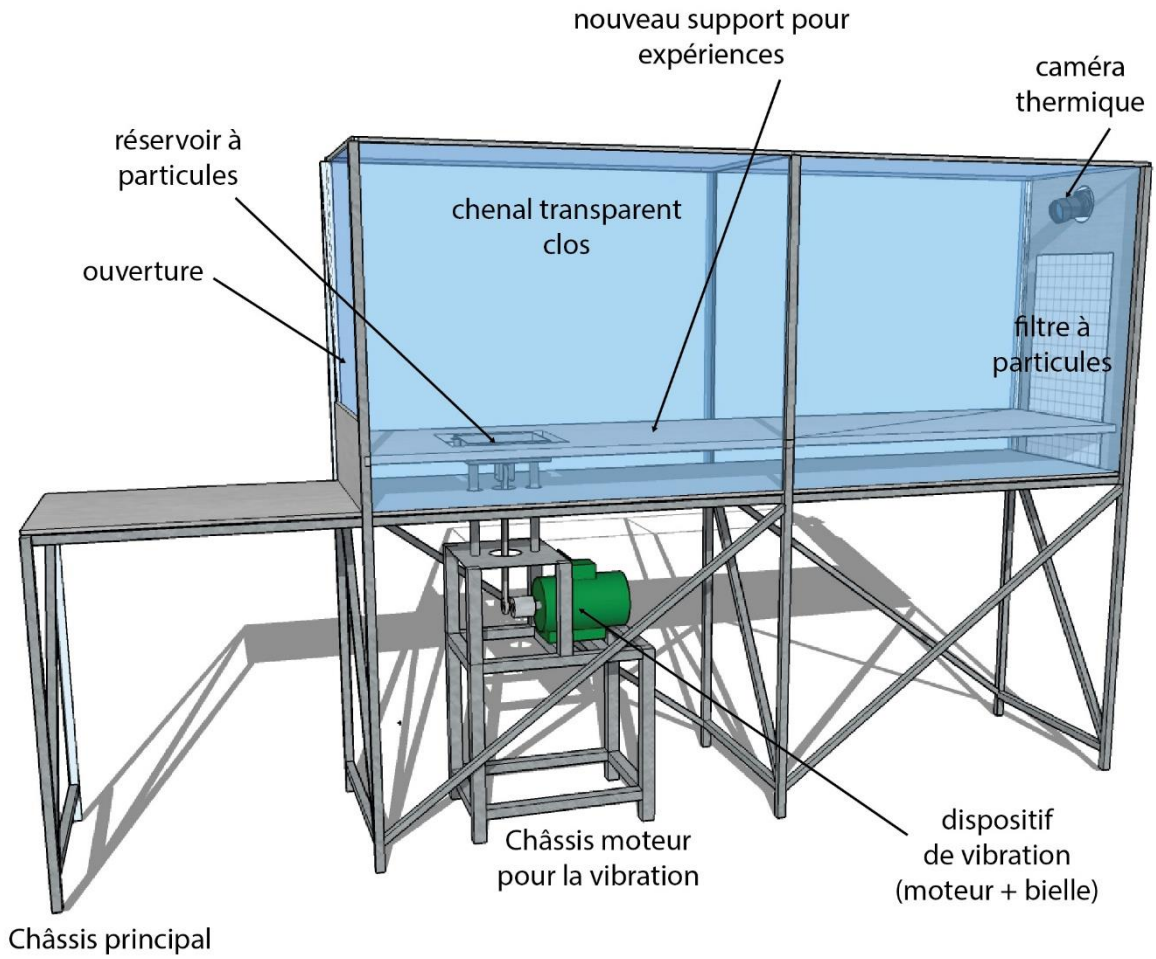


Figure 3.6 : Schéma en trois dimensions du dispositif expérimental version 2. La différence avec la précédente version réside dans l'ajout d'une plaque supplémentaire qui constitue un nouveau support pour les expériences. Les écoulements générés à partir du réservoir s'écoulent à la même hauteur que leur point de genèse. Le dispositif de soufflerie est supprimé et les vibrations sont assurées à travers la nouvelle plaque par une ouverture légèrement plus large que le réservoir.

2.2. Les réservoirs

La modularité du dispositif est un avantage pour l'exploration du mécanisme de formation des déferlantes. Les réservoirs contenant les particules, par leur forme, influencent ce mécanisme. Plusieurs types de réservoirs ont donc été utilisés, de forme, d'aspect, et de matières différentes afin de garantir une bonne observation des processus internes :

(i) Un réservoir rectangulaire en acier de 15 × 20 cm de surface et 5 cm d'épaisseur, pourvu d'une anse pour le manipuler même s'il est chaud. Il peut donc être porté à haute température dans un four puis introduit dans le dispositif avant l'expérience. Il vient s'emboiter dans le support où 4 puissants aimants maintiennent les deux éléments fermement joints. Les aimants sont suffisamment puissants pour empêcher le détachement du réservoir lors des vibrations. Ce réservoir sera utilisé pour les expériences utilisant de l'ignimbrite chauffée dans la version 1 du dispositif avec la

soufflerie. Il sera aussi utilisé dans la version 2 avec aussi bien de l'ignimbrite que des billes de verre, à différentes températures.

(ii) Un réservoir en pyrex rectangulaire de 15 × 17 cm de surface et 5 cm d'épaisseur est utilisé uniquement pour les expériences de vibrations dans la version 2. Il a été sélectionné car il présente l'avantage d'être transparent ce qui permet d'observer la dynamique à l'intérieur, aussi car il est capable de résister à une température moyenne des particules d'environ 300°C. Il est relié à son support par deux corniches mobiles qui le plaquent et le maintiennent fermement fixé. De cette manière, le réservoir en pyrex peut être inséré dans le dispositif à la sortie du four et rapidement fixé au support avec les corniches.

(iii) Un tube en plexiglas transparent de 25 cm de hauteur et 10 cm de diamètre, utilisé uniquement dans la version 2 du dispositif lui aussi. Il est ouvert au sommet et collé à sa base sur une plaque rectangulaire de plexiglas de 15 × 15 cm. Il reprend le support à corniche utilisé pour le réservoir en pyrex, mais cette fois-ci il est directement fixé à la plaque de base par 4 vis. Sa transparence assure là encore l'observation des processus internes et sa forme allongée permet de maintenir les particules à l'intérieur du tube et donc d'assurer un système sans perte de masse. Il ne peut cependant pas être utilisé avec des particules chaudes car le plexiglas est peu résistant à la température. Il sera donc utilisé pour des expériences avec des billes des verres à températures ambiantes.

2.3. Capteurs et méthodes de mesure

2.3.1. Caméras

Les caméras sont les capteurs les plus utilisés pour enregistrer les expériences. L'analyse de leurs enregistrements permet d'extraire toutes les caractéristiques des écoulements expérimentaux. Le système de formation étant complexe et d'une courte durée, trois types de caméras ont été utilisés pour enregistrer les différents paramètres des écoulements :

Une caméra dite Haute-Vitesse Photron fastcam SA2 a été utilisée afin d'observer les expériences de manière très précise. Elle sert majoritairement à enregistrer la dynamique au niveau du réservoir où elle semble être assez complexe. La caméra est placée en position latérale, avec un champ de vision restreint autour du réservoir. Ce type de caméra nécessite un pilotage externe par ordinateur, afin de programmer et enregistrer les séquences. Ses enregistrements sont fixés à 500 images par secondes de manière à observer convenablement

le phénomène sans trop surcharger la mémoire. Ils sont composés d'un assemblage d'images au format non compressé TIFF en nuance de gris, qui permet un traitement d'image rapide. Un fichier source utilisable sur le logiciel fournisseur Fastcam Viewer permet d'analyser la séquence enregistrée et manipuler les images aisément. Une vidéo au format AVI peut aussi être compilée grâce à ce logiciel.

Afin d'étudier l'évolution thermique du réservoir et des écoulements, une caméra thermique a été utilisée. Il s'agit d'une caméra Optris PI 640, positionnée dans un orifice à l'arrière du chenal en contre-plongée, comme décrit dans la partie précédente où elle est visible sur les figures 3.3 et 3.6. Elle aussi nécessite un pilotage par ordinateur, où les vidéos sont directement enregistrées. La caméra mesure la température de chaque pixel d'une image (émission infrarouge) et en constitue une vidéo. Celle-ci est traitée sur le logiciel fournisseur afin de fournir une température moyenne de surface du réservoir et une température moyenne de l'écoulement dilué.

Les expériences ont aussi été mesurées à l'aide de deux appareils photo reflex Canon EOS 1200D et 1300D. Ils ont été placés en position verticale au-dessus du chenal ou en position latérale pour observer la propagation des écoulements. Ces appareils ont été utilisés en tant que caméras afin de filmer les écoulements au format HD (1920 × 1080 px) à 25 image/s, ainsi qu'en reflex photographiques en mode rafale à 3 image/s environ, (intervalle de temps réel entre deux images 0.3125 s) au même format. Le mode vidéo a été utilisé pour filmer les expériences en champ large pour observer la dynamique globale des écoulements dans le chenal. Le mode rafale a lui été utilisé pour mesurer et quantifier la dynamique interne des écoulements sur des champs de vision restreints. Ce mode a été préféré aux vidéos afin d'obtenir des photos nettes et précises des écoulements, contrairement aux vidéos dont une compression automatique limite la qualité. Les photos ont été prises avec toujours la même calibration : ouverture 8, vitesse d'obturation 1/200 s, ISO 200, zoom 55 mm, et focus au centre du chenal. Les deux reflexes ont été utilisés simultanément selon deux positions dans le chenal : à la sortie du réservoir et à 50 cm de celui-ci. Un support permet de les maintenir à la même hauteur et la même distance du chenal. Ils sont déclenchés par un dispositif permettant de synchroniser les prises de vues avec une seule télécommande.

2.3.2. Mesure de la concentration par atténuation lumineuse

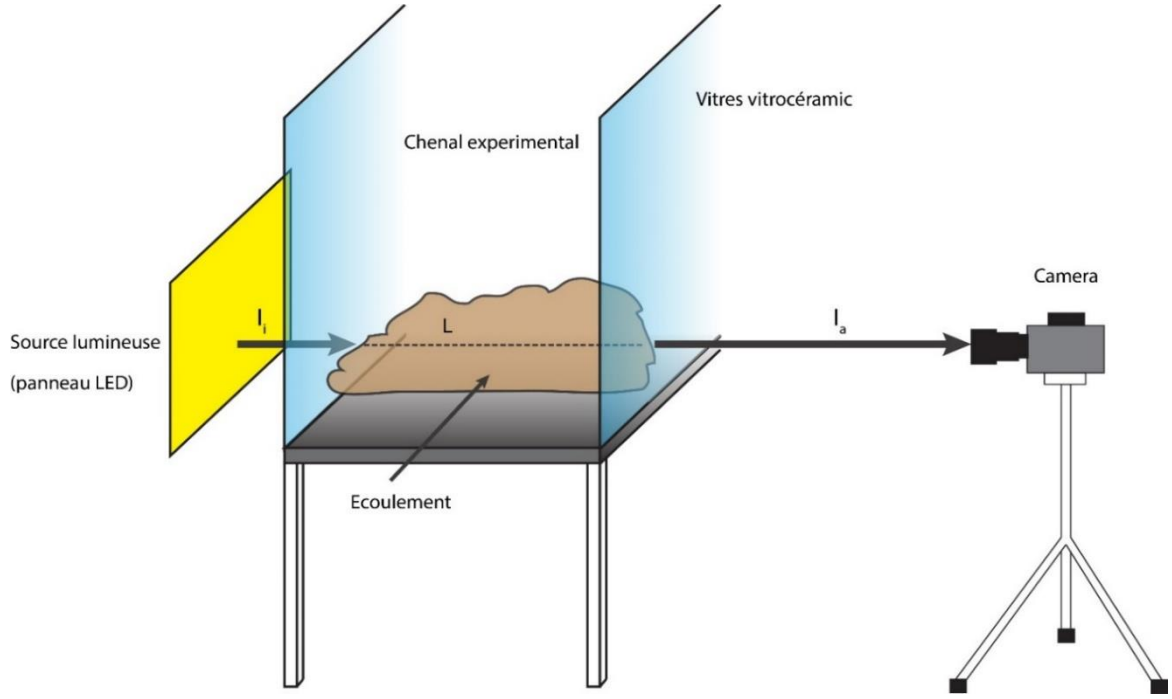


Figure 3.7 : Schéma du principe de fonctionnement de la technique d'attenuation lumineuse. Le dispositif contenant l'écoulement est placé entre la source lumineuse et l'appareil photo.

Pour mesurer la concentration volumique des écoulements expérimentaux une technique de mesure par atténuation lumineuse a été développée. Elle est inspirée des techniques de dosage colorimétrique pour les écoulements dilués en milieu aqueux de van Sommeren et al. (2012) ou encore Sher et Woods (2015). Les écoulements sont éclairés d'un côté du dispositif par une source lumineuse homogène, fixe et stable. Le faisceau lumineux incident d'intensité I_i est en partie absorbée lorsqu'il traverse l'écoulement, et seul une partie est mesurée par l'appareil photo de l'autre côté (Fig 3.7) avec une intensité atténuée I_a. Cette atténuation est due à l'absorption et la diffusion de la lumière par les particules, et son importance sera donc liée à la concentration volumique de l'écoulement. La méthode consiste donc à mesurer la différence d'intensité lumineuse I_a/I_i sur chaque pixel de l'écoulement pour en déduire la concentration volumique. La source lumineuse est constituée de deux panneaux LED de 60 × 60 cm développant une lumière blanche uniforme (Fig. 3.7). Ils ont été préférés à un spot halogène classique pour de nombreux avantages : les LED ne chauffent pas en fonctionnement et ne réchauffent pas leur environnement, le panneau offre une grande surface d'éclairage homogène qui permet de couvrir entièrement le champ de vue des appareils, et enfin les LED ne scintillent pas et il n'y a donc pas de variation d'intensité.

La loi reliant le rapport d'intensité I_a/I_i, appelé transmittance, à la concentration a été déterminée de façon expérimentale, par étalonnage. En théorie, l'étalonnage doit être réalisé en déterminant le rapport d'intensité lumineuse associé à une suspension de particules de concentration volumique connue. Or il est très difficile de maintenir une suspension de particules fines et homogènes dans un espace clos. Pour contourner cette difficulté, l'étalonnage a été réalisé en 3 étapes : (i) dans un premier temps il est effectué sur un lit de billes compactée à plat afin d'en déduire une loi d'étalonnage ; (ii) dans un deuxième temps, une série d'expériences est réalisée afin de mesurer la concentration volumique des écoulements à l'aide de la loi d'étalonnage précédemment calculée, pour en déduire la masse totale transportée dans ces écoulements ; (iii) dans un troisième temps, afin de corriger des effets de la compaction du lit, les mesures de masse totale effectuées précédemment sont comparées aux masses mesurées à la fin des expériences dans le dispositif. La loi d'étalonnage est alors recalibrée en appliquant un facteur correctif.

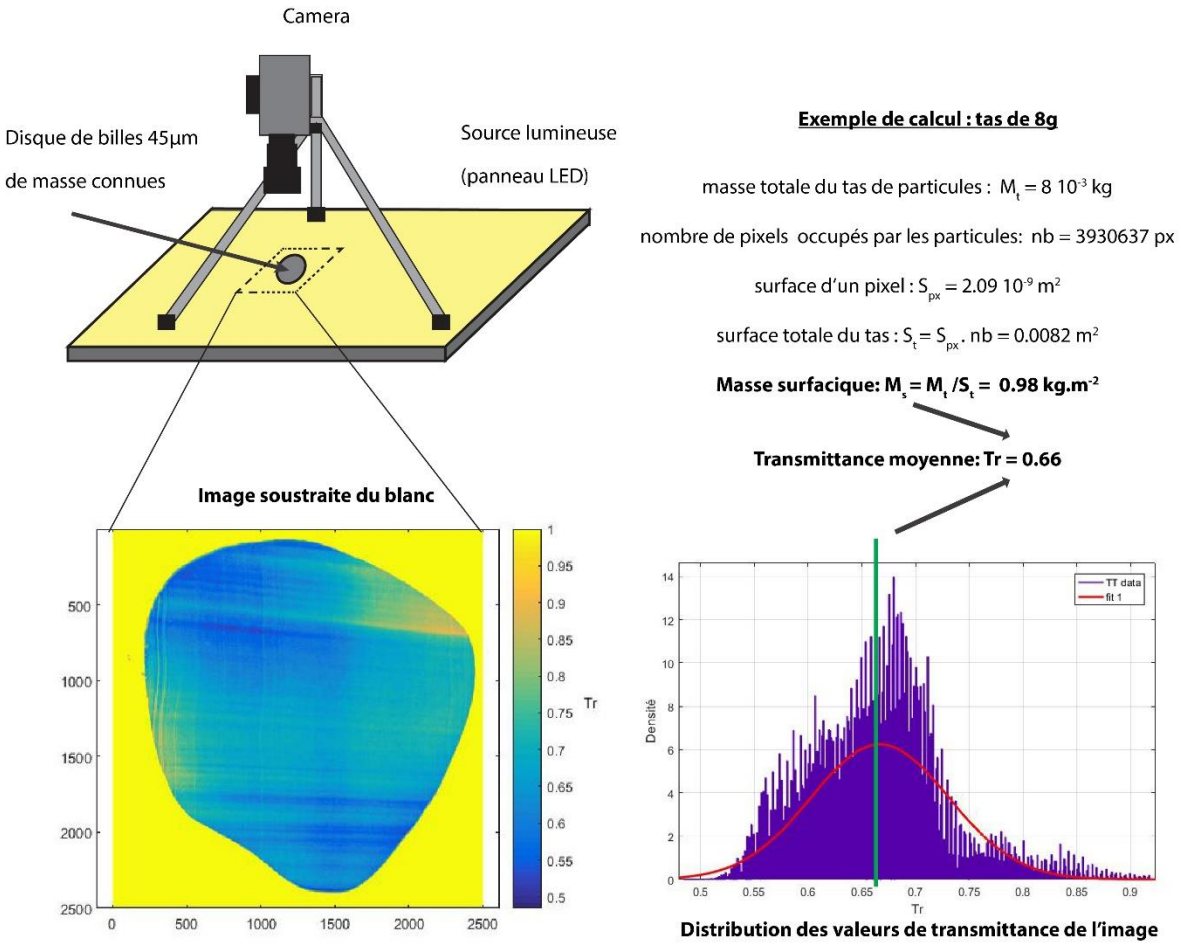


Figure 3.8 : Schéma de la méthode d'étalonnage. Le schéma en haut à gauche montre le positionnement de l'appareil photo par rapport au tas de particule. L'image de ce tas obtenue est traitée pour obtenir les transmittances (en dessous) dont leur distribution statistique est approchée par une loi normale (en bas à droite). La moyenne de la loi donnera la valeur de transmittance du tas associée à la masse surfacique moyenne du tas (en haut à droite).

Pour la première étape, l'étalonnage a été réalisé à plat avec des billes de verre de 35 µm décrites dans la suite, utilisées pour les expériences chapitre 6. Elles sont disposées en tas de masse connue sur un panneau LED, puis étalées pour obtenir un lit d'épaisseur quasi constante. L'appareil photo est disposé verticalement au-dessus du tas (Fig. 3.8). Par traitement d'image, les pixels du tas sont isolés du reste en soustrayant un blanc de mesure pour en déduire leur transmittance. Connaissant la surface d'un pixel et la masse totale, la masse surfacique moyenne associée à ce tas de particule est déduite. Elle est ensuite associée à la transmittance moyenne du tas issue des images (Fig 3.8). L'opération est répétée en faisant varier la masse surfacique des tas et les résultats sont présentés dans le graphique figure 3.9. Les barres d'erreurs représentant la dispersion des mesures de transmittance pour chaque image. La meilleure courbe de calibration obtenue donne une loi du type :

$$Tr = e^{-\frac{Ms}{k}} \text{ avec } k = 1.92 \quad (1)$$

Avec *Ms* la masse surface en kg m^{-2}, et *Tr* la transmittance associée. Un intervalle de confiance de 95% est représenté sur le graphique par les deux courbes en pointillées ($k = 1.77$ et 2.12).

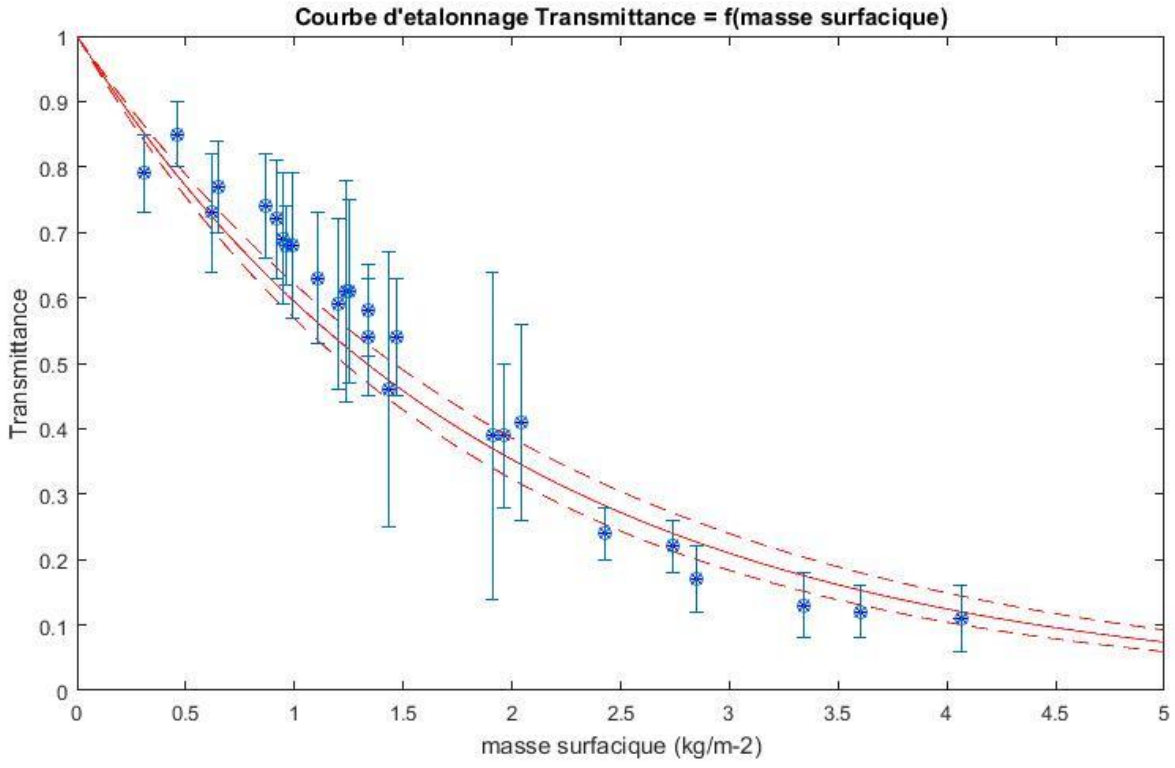


Figure 3.9 : Masse surfacique de différents tas de particules associés à leur transmittance permettant de d'établir une loi d'étalonnage empirique (courbe rouge) et son intervalle de confiance de 95% (courbes pointillées rouges). Les valeurs de transmittance sont reportées avec leurs incertitudes associées (barres bleues)

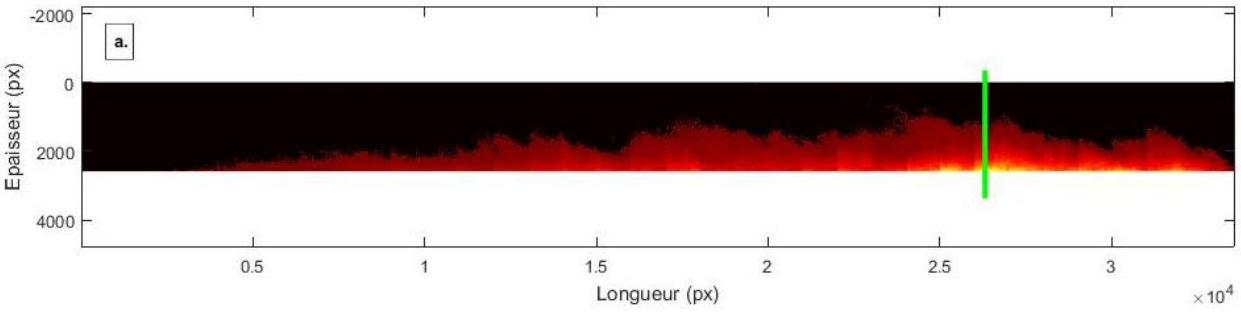


Figure 3.10 : Carte d'images compilées du passage d'un écoulement pour f = 11 Hz. Le dégradé de couleur de chaque pixel correspond à la transmittance sur chaque pixel.

A partir de cette calibration, la concentration volumique en particule des écoulements expérimentaux peut être déduite. L'appareil photo est dans la même disposition que dans la figure 3.7, et enregistre le passage de l'écoulement. La distance entre l'appareil et le panneau LED est la même que durant l'étalonnage. Par traitement d'image, la transmittance de l'écoulement est obtenue. A l'aide de la loi d'étalonnage équation (1), la masse surfacique de chaque pixel est déduite de sa transmittance. Ainsi, connaissant la surface d'un pixel et la largeur du chenal, la masse de particule dans chaque parcelle d'écoulement est calculée. La densité moyenne de chaque parcelle est alors déduite par une équation de mélange $\rho_m = C_v\rho_p + \rho_a\left(1-C_v\right)$ avec ρ_m la masse volumique moyenne de l'écoulement, ρ_p la masse volumique des particules et ρ_a la masse volumique de l'air. Finalement, la concentration volumique en particule sur chaque pixel est calculée par $C_v = \frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_m - \rho_a}$. Une carte de la concentration/densité de l'écoulement peut donc être reconstituée, comme sur la figure 3.10.

Dans la dernière étape, l'étalonnage est recalibrée pour corriger de l'effet de la compaction du tas de bille sur la transmission de la lumière. Pour cela, la masse totale de particules sédimentées dans le chenal est comparée à la masse totale de particules transportées dans les écoulements, présentés sur la figure 3.11. La masse de particules transportées dans les écoulements est calculée à partir de la technique décrite au-dessus pour plusieurs fréquences de vibration, de 0 Hz à 12 Hz avec une amplitude de 2 cm (les expériences seront détaillées dans le chapitre 6). Le coefficient *k* de l'équation (1) est ajustée de manière à ce que les calculs (courbes et points bleus, Fig 3.11) se superposent aux mesurent de masse sédimentée (points jaunes). La loi d'étalonnage finale qui sera utilisée pour la mesure de la concentration volumique des écoulements expérimentaux nous donne :

$$Tr = e^{-\frac{Ms}{k}} \text{ avec } k = 0.06 \qquad (2)$$

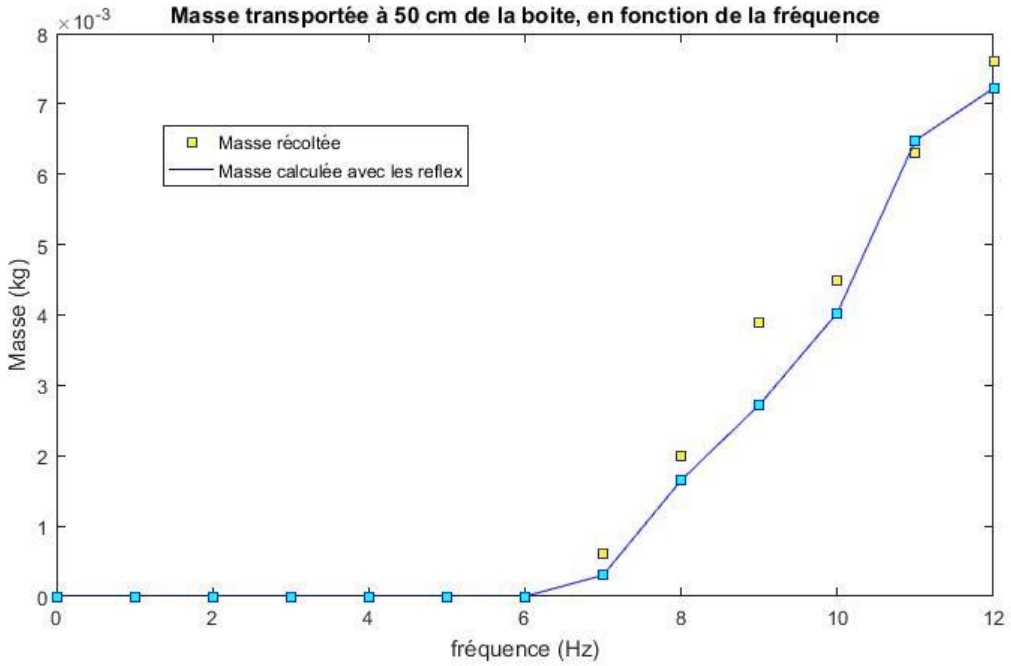


Figure 3.11: Evolution de la masse transportée à une distance supérieure à 50 cm dans un écoulement en fonction de la fréquence. La courbe bleue est calculée à partir de la loi d'étalonnage corrigée équation (2).

2.3.3. Analyseur Morphologi G3

L'analyseur Morphologi G3 est un appareil permettant la mesure des caractéristiques morphologiques d'une particule de manière automatique. Il a été adapté aux particules volcaniques notamment par Leibrandt et Le Pennec (2015). Pour cette étude, il sert à mesurer la distribution des tailles des billes de verre présentées dans la partie suivante. Il est constitué d'un microscope avec 5 objectifs (×2.5, ×5, ×10, ×20, ×40) couplé à une caméra numérique filmant l'échantillon. Cet échantillon est disposé sur une plaque de verre, elle-même positionnée sur une platine mobile (Fig 3.12). Piloté par ordinateur, l'appareil scanne l'échantillon et analyse la morphologie de chaque particule une à une par traitement d'image. Il est capable de mesurer le nombre de particules, leur diamètre moyen, leur sphéricité, leur circularité, leur périmètre, ou encore leur surface (Leibrandt et Le Pennec, 2015).

La procédure de mesure comporte plusieurs étapes. Tout d'abord, pour que l'échantillon soit analysé les particules doivent être dispersées sur la plaque de verre et donc séparées les unes des autres. Cette opération se déroule grâce à la cloche à échantillon que l'on peut remarquer sur la figure 3.12 : l'échantillon est inséré dans la cartouche (quelques mm^3), la platine vient se positionner sous la chambre à dispersion et grâce à un jet d'air contrôlé les particules sont dispersées dans la chambre et sédimentent lentement sur la plaque de verre (Fig 3.12). Ensuite, l'appareil se calibre, l'opérateur intervient pour sélectionner le focus et les

paramètres de mesures. L'appareil scanne alors la surface du disque de dispersion et en déduit les caractéristiques de chaque particule. L'expérience se déroule de manière automatique (30 min à 1h) et les résultats peuvent être traités immédiatement après la mesure. Il est adapté à la mesure de particules inférieures à 2 mm, et détecte une particule jusqu'à 1 µm avec l'objectif le plus grand (x40). Pour analyser convenablement les particules ayant un fort relief et une structure en 3D, l'appareil comporte une option appelé « z-stacking » où lors de la mesure l'appareil prend plusieurs images de la même particule avec un focus différent, puis les compile. Le nombre de couches de mesures et leur focus sont définis par l'utilisateur.

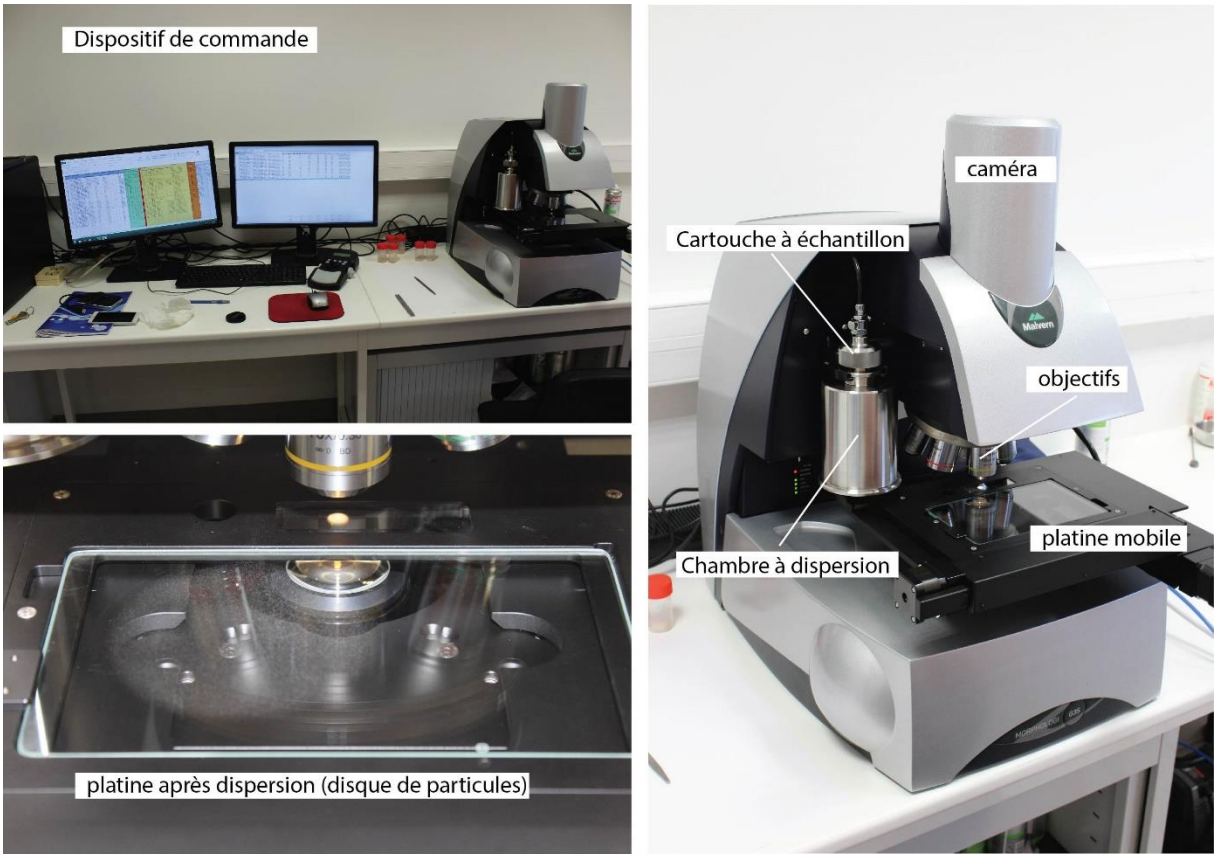


Figure 3.12 : Photos de l'analyseur Morphologi G3 utilisé pour mesurer la distribution de taille de grains des particules utilisées dans les expériences. L'appareil (à droite) est couplé à un ordinateur (en haut) pour effectuer les analyses. Avant chaque mesure, l'échantillon est dispersé dans une cloche et vient se déposer de façon uniforme sur la platine (en bas à gauche).

2.4. Les particules utilisées

2.4.1. Ignimbrite de Neschers

Il s'agit d'un échantillon d'ignimbrite issue de l'éruption du stratovolcan du Mont Dore il y environ 0.58 Ma (Cantagrel et Baudron, 1983 ; Druitt et al., 2004, 2007). Un large écoulement pyroclastique s'est épanché sur un rayon de 20 km autour de l'évent (caldera de Haute-Dordogne) laissant un important volume de dépôts d'ignimbrite, collectés dans le village de Neschers (Puy-de-Dôme). L'échantillon est composé de trois matériaux : de ponces (≈ 90%),

de lithiques (≈ 5%), et de cristaux (≈ 5%). La distribution de taille de grain complète a été effectuée sur cet échantillon par Druitt et al. (2004, 2007) par tamisage des fractions supérieures à 63 µm, puis par diffraction laser pour la fraction inférieure à 63 µm. Reportée sur la figure 3.13, la distribution suit une loi normale dont le mode est fixé à environ $\mu = 4.4\ \Phi$, soit environ 48 µm, pour un écart-type $\sigma = 2.2\ \Phi$ (*sorting coefficient*) ce qui en fait une ignimbrite plutôt bien triée. La masse volumique des particules est très variable et va de 600 kg m^{-3} pour les ponces à 2500 kg m^{-3} pour certains cristaux. La masse volumique moyenne de l'ignimbrite non compactée se situe à environ 800 kg m^{-3} (Druitt et al., 2004, 2007).

L'ignimbrite étant composée de nombreuses particules fines, sa sensibilité à la cohésion induite par l'humidité est importante. Cela génère des agglomérats de particules pouvant modifier la granulométrie moyenne (Druitt et al., 2004). Pour éviter ce phénomène, l'ignimbrite est chauffée pendant au moins 12h afin d'éliminer toute l'humidité de l'échantillon. Suivant la température des particules voulue pour l'expérience, elles sont séchées soit dans un four, soit dans l'étuve (< 200°C) où la circulation d'air garantit un bon assèchement. L'échantillon est alors rapidement inséré dans le dispositif pour l'expérience avant que l'humidité ambiante ne revienne à l'intérieur. L'ignimbrite sera utilisée dans le chapitre 6 dans les deux versions du dispositif, à différentes températures avec les réservoirs rectangulaires en acier et en pyrex.

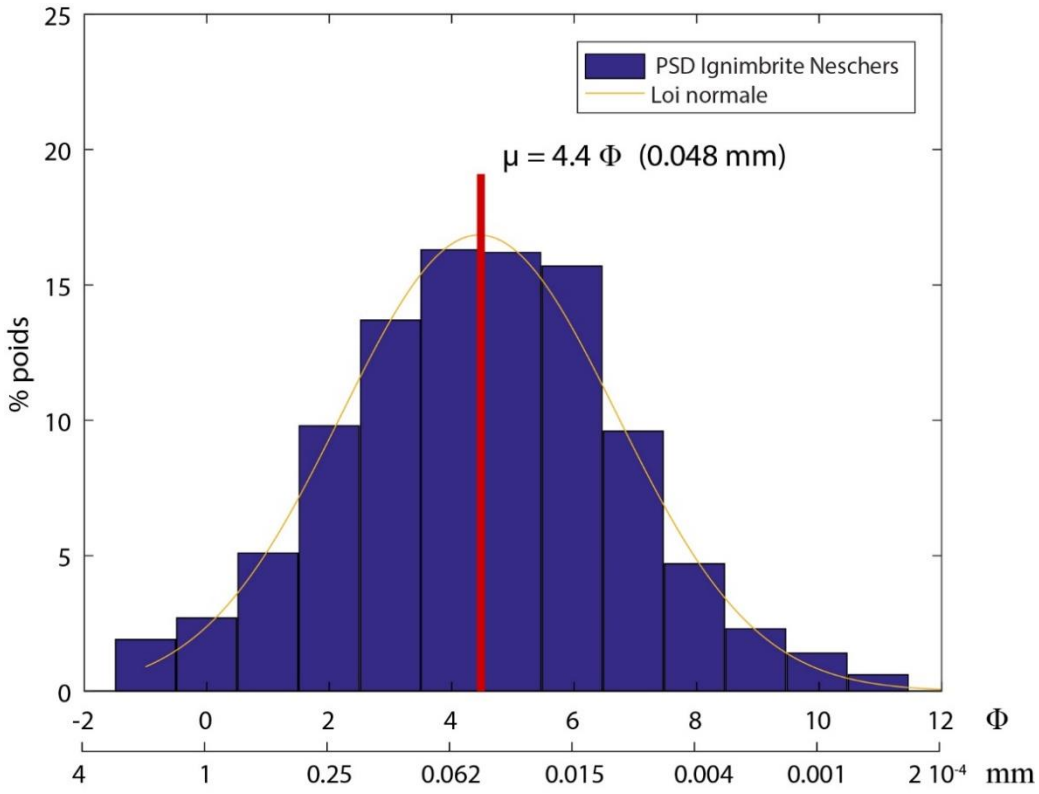


Figure 3.13 : Distribution de taille de grains de l'ignimbrite de Neshers (Puy-de-Dôme), réalisée par Druitt et al. (2007). La distribution suit une loi normale, représentée en orange, dont le mode est représentée par la ligne rouge.

2.4.2. Billes de verre

Une grande partie des expériences ont été réalisées non pas avec un matériau naturel mais avec un matériau synthétique dont toutes les caractéristiques sont connues et maitrisées : il s'agit des billes de verre. Elles sont composées en réalité d'un verre borosilicate, aussi appelé ballotini, utilisées de façon industrielle pour l'abrasion d'une surface par sablage. Elles sont qualifiées de billes car elles ont une forme sphérique. Elles ont une masse volumique d'environ 2500 kg m^{-3} (Roche et al., 2004) et se présentent sous une grande variété de diamètres. En moyenne, pour des billes de 45 à 800 µm, la masse volumique du lit granulaire non compacté est comprise entre 1400 à 1500 kg m^{-3} (Roche et al., 2004). Pour les expériences de cette thèse, 3 catégories de billes ont été utilisées : des billes d'environ 35 µm de diamètre, d'environ 80 µm et enfin d'environ 500 µm. Elles sont issues d'un tamisage entre 600-450 µm pour les premières, entre 90-56 µm pour les deuxièmes et en dessous de 45 µm pour les dernières. Les distributions des tailles réelles pour les trois types de billes ont été effectuées par l'analyseur G3, décrit précédemment, et sont présentées sur la figure 3.14. Malgré le tamisage, les échantillons sont composés de diverses tailles de grain. Les distributions sont cependant relativement resserrées autour d'un pic (loi normale) à 550 µm, 77µm et 36 µm respectivement, comme on le voit sur la figure 3.14. Les écart-types sont relativement faibles (environ 20% de variation), suffisamment pour que chaque fraction soit considérée dans la suite comme monodisperse, c'est-à-dire composée d'une seule taille de grain, contrairement à l'ignimbrite.

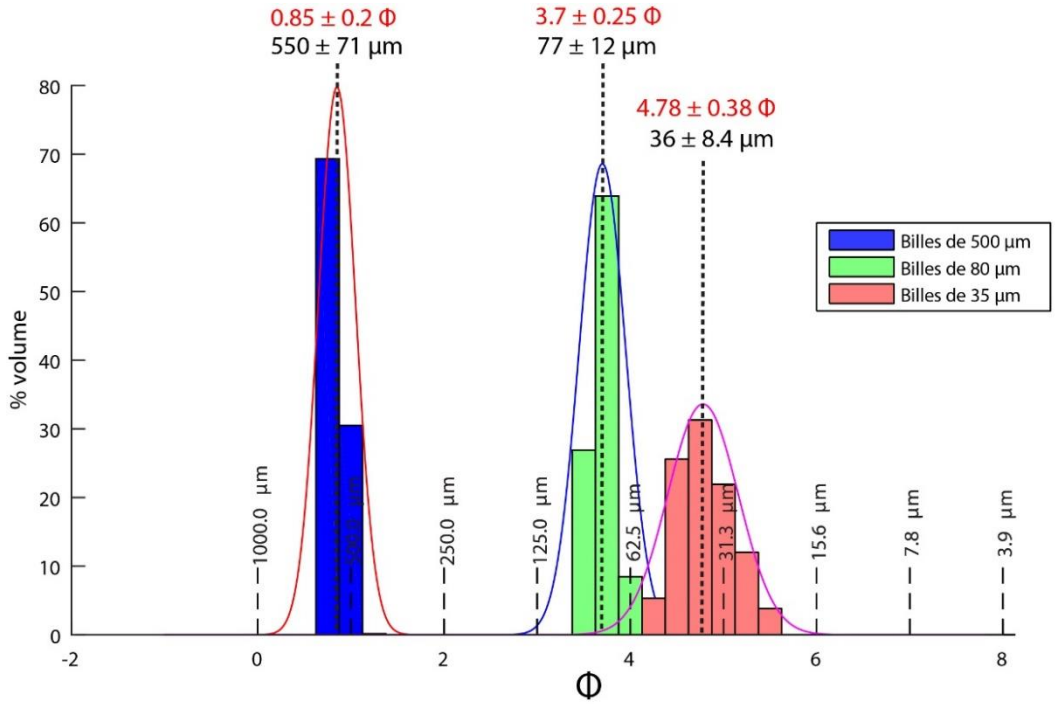


Figure 3.14 : Distribution de taille de grains des 3 catégories de billes de verre utilisées pour les expériences de cette thèse, effectuée à l'aide de l'analyseur G3 décrit précédemment dans ce chapitre.

Comme pour l'ignimbrite, les billes sont séchées soit au four soit dans l'étuve afin d'éliminer l'humidité et limiter les risques d'agrégation. Lorsqu'une expérience se déroule à température ambiante, les billes sont extraites de l'étuve est immédiatement placées dans un récipient hermétique pour les laisser redescendre à température ambiante sans être en contact avec l'humidité de l'air. Les billes seront utilisées dans le chapitre 6 uniquement pour le mécanisme de vibration où la plupart des expériences seront réalisées avec les billes 35 µm car elles sont adaptées à la formation d'un écoulement dilué dans ce dispositif. Les billes de 80 µm et 500 µm seront utilisées pour étudier l'influence du diamètre des particules sur le mécanisme de formation en utilisant le tube de plexiglas comme réservoir.

III. Dispositif expérimental d'écoulements fluidisés

3.1. Présentation du dispositif

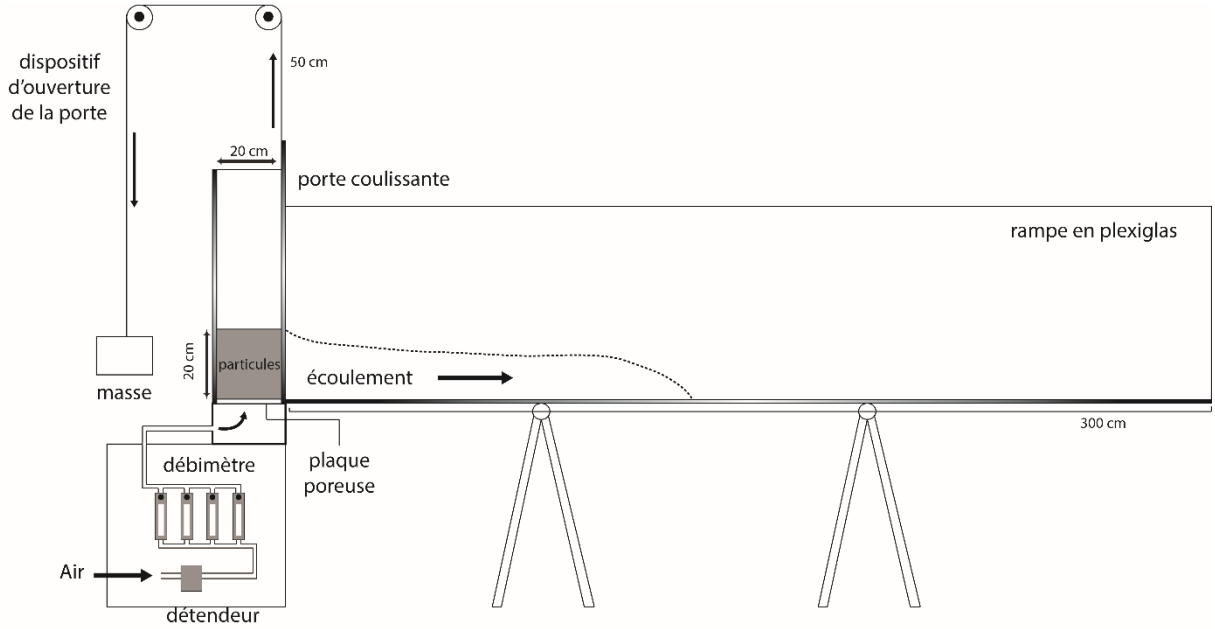


Figure 3.15 : Schéma du dispositif expérimental de rupture de barrage composé d'un réservoir séparé d'un chenal en plexiglas par une porte coulissante. A la base un réservoir, une plaque poreuse permet la fluidisation du lit de particules par un flux d'air, avant sa libération dans le chenal.

Pour étudier l'impact de la pression de fluide interstitiel sur la mise en place des écoulements denses, un second dispositif expérimental a été utilisé. Il a été développé en premier lieu par Roche et al. (2010) puis repris depuis par Roche (2012), Roche et al. (2013), et Chedeville et Roche (2014). C'est un dispositif de type rupture de barrage, constitué de deux parties (Fig. 3.15) : un réservoir en plexiglas de 20 × 10 × 100 cm contenant les particules, puis un chenal lui aussi en plexiglas de 300 × 10 × 100 cm dans lequel les particules sont immédiatement relâchées pour constituer un écoulement. La largeur de ce dernier est

suffisamment faible pour considérer que la propagation des écoulements se fait dans une seule direction. Les deux parties sont séparées par une porte coulissante dont l'ouverture est très rapide. La propagation de l'écoulement est enregistrée par la caméra Haute-Vitesse positionnée latéralement et filmant tout le chenal. Ces enregistrements sont analysés par la suite pour obtenir tous les paramètres dynamiques tels que la vitesse du front, la distance parcourue ou l'épaisseur de l'écoulement. Les images sont enregistrées à une fréquence de 250 images/seconde.

Le dispositif de fluidisation se situe au niveau du réservoir. Il est constitué à sa base d'une plaque poreuse permettant le passage d'un flux d'air vertical à travers le lit granulaire. L'arrivée d'air, provenant d'un compresseur, est reliée à un système de régulation du débit, comme on le voit sur la figure 3.15. Le passage du flux d'air à travers la colonne granulaire de faible perméabilité provoque l'apparition d'un gradient de pression de fluide interstitiel qui a pour effet de fluidiser la colonne (c.f. chapitre 2). La modification de ce flux permet de faire varier le degré de fluidisation dans le réservoir, de non fluidisé pour une vitesse de flux d'air nulle, jusqu'à la fluidisation totale à une vitesse U_{mf} où le poids du lit granulaire est totalement compensé (cf. chapitre 2).

3.2. Conditions expérimentales

3.2.1. Particules

Les grains constituant le milieu granulaire sont les billes de verre de 80 µm décrites précédemment, d'une masse volumique de 2500 $kg.m^{-3}$, qui forment un lit granulaire de masse volumique globale d'environ 1450 $kg.m^{-3}$ (Roche et al., 2004). Ces billes appartiennent au groupe A de la classification de Geldart (1973) qui décrit le comportement de matériaux granulaires fluidisés. Le groupe A est caractérisé par des particules de masse volumique inférieur à 1500 $kg.m^{-3}$ et avec un diamètre faible, comparable à celui des cendres volcaniques. Elles ont un comportement proche de celui des particules volcaniques, comme de l'ignimbrite par exemple (Girolami et al., 2008, 2010). Pour les besoins du modèle numérique, l'angle de frottement entre les billes de verre et le plexiglas ainsi que l'angle de frottement interne des billes de verre ont été mesurés. Pour la mesure du premier, un bloc recouvert à sa base de billes de 80 µm collées, est positionné sur une plaque en plexiglas. L'angle de frottement basal correspond à la pente atteinte par la plaque de plexiglas lorsque le bloc se met à glisser, ce qui donne environ 19°. Pour la mesure du second angle, il s'agit simplement de l'angle de repos d'un tas de billes de verre, qui est de 24°.

3.2.2. Protocole de mesure

Une expérience est déclenchée par l'ouverture de la porte coulissante qui relâche le lit granulaire plus ou moins fluidisé dans le chenal. Le principe est alors de mesurer l'évolution de la position du front de l'écoulement pour différents degrés de fluidisation initiale de la colonne granulaire. Afin de sécher les billes avant une expérience, un dispositif externe est utilisé. Il s'agit d'un cylindre de plexiglas fermé par une plaque poreuse à la base. Un intense flux d'air sec est imposé à travers cette plaque poreuse durant environ 15 min afin d'assécher le lit de particules.

Les expériences étant comparées au modèle numérique dans le chapitre 4, cela requière certaines conditions notamment un faible rapport de forme H/L de la colonne granulaire dans le réservoir. En effet, ce rapport ne doit pas être élevé (idéalement inférieur à 1) car le modèle ne serait plus capable de reproduire de tel écoulement avec une approche moyennée verticalement. Deux hauteurs de colonne ont donc été sélectionnées, 10 et 20 cm de haut, correspondant à des rapports de forme respectifs de 0.5 et 1.

Les expériences sont constituées de deux séries de mesures : une première série d'expérience est réalisée sans fluidisation initiale (écoulement sec $U_g = 0$) avec 10 cm puis avec 20 cm de hauteur de colonne pour vérifier le réalisme du modèle numérique sans fluidisation. Puis une seconde série de mesures est effectuée avec cette fois-ci la fluidisation totale de la colonne granulaire, toujours avec une hauteur initiale de 10 puis 20 cm. Pour cela, un flux d'air à U_{mf} est imposé dans le réservoir (voir chapitre 2). A titre d'exemple, pour les billes de 80 µm et une hauteur de colonne de 20 cm, U_{mf} correspond à un débit d'air au niveau de la plaque d'environ 6.5 L min^{-1}. Pour chaque épaisseur et chaque degré de fluidisation, la même expérience est répétée 3 fois au minimum. Une séquence d'images d'une expérience à 20 cm

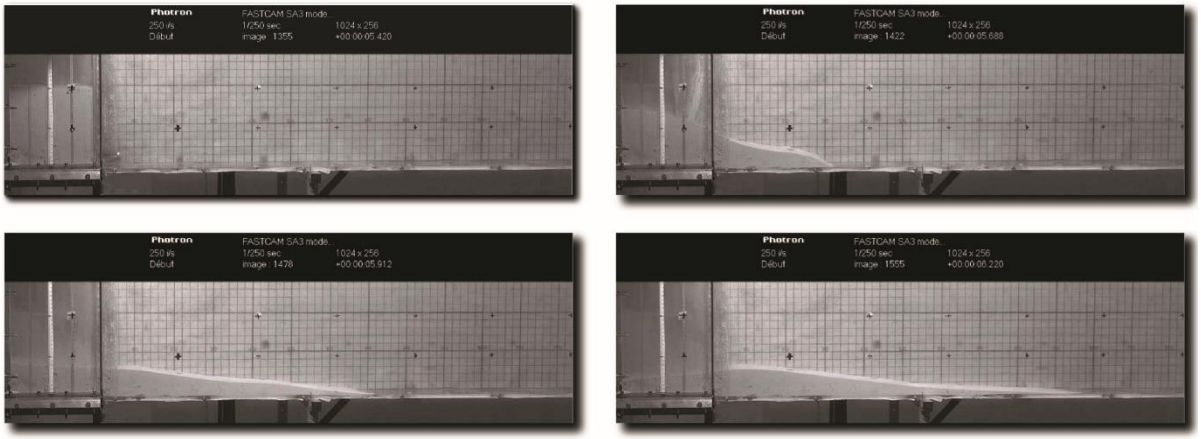


Figure 3.16 : Images de la progression de l'écoulement initialement fluidisé dans le dispositif expérimental depuis l'ouverture de la porte (en haut à gauche) jusqu'à l'arrêt de l'écoulement (en bas à droite), pour une épaisseur initiale de 20 cm.

fluidisée initialement est représentée sur la figure 3.16. Les images obtenues par caméra Haute-Vitesse sont analysées par deux programmes Matlab différents pour obtenir la progression du front de l'écoulement en fonction du temps et la forme du dépôt final. Cette étude, ayant fait l'objet d'une publication, sera présentée dans le chapitre 4.

IV. Analyse dimensionnelle

Afin d'analyser les analogies entre les expériences et la nature, il convient de réaliser une analyse dimensionnelle des forces et des énergies mise en jeu dans le système. Pour qu'un modèle expérimental soit viable et qu'il puisse être utilisé afin d'étudier un processus naturel, il doit être correctement mis à l'échelle. Afin de caractériser ces rapports aussi bien dans le système naturel que dans les expériences, les nombres sans dimension sont utilisés. Il en existe un certain nombre et chacun d'entre eux exprime un rapport de forces ou d'énergies différent, et possède donc une signification différente. Nous allons donc réaliser un dimensionnement des expériences afin de tester ces lois d'échelles. Le dimensionnement des expériences de formation de déferlantes sera étudié en premier, puis suivra celui des expériences de rupture de barrage.

4.1 Dimensionnement des expériences de formation de déferlantes

4.1.1. Théorème de Buckingham et nombre sans dimensions

Dans les expériences de formation d'une déferlante qui seront présentées au chapitre 6, le dispositif expérimental reproduit des écoulements dilués qui semblent posséder les mêmes caractéristiques que les déferlantes pyroclastiques. Les nombres sans dimensions sont utilisés pour effectuer l'analyse dimensionnelle. Le théorème de Buckingham définit alors combien de nombres il est nécessaire de calculer afin de prendre en compte toutes les forces intervenant dans la dynamisme du système. Ce théorème indique que la différence entre le nombre de variables et le nombre de dimensions *m* des variables révèle combien de nombres sans dimensions sont nécessaires.

p : diamètre des particules, masse volumique de l'air, masse volumique des particules, masse volumique des écoulements, viscosité dynamique des écoulements, température des écoulements, accélération de la pesanteur, épaisseur de l'écoulement, vitesse de l'écoulement, vitesse de sédimentation, coefficient de dilation thermique de l'air.

m : kilogramme, seconde, mètre, kelvin

p-m = 11-4 = 7

Il faudra donc 7 nombres sans dimensions pour décrire le système. Les différentes variables intervenant dans la dynamique des écoulements ont été compilées dans le tableau 3.1. Les gammes de valeurs représentatives de chaque paramètre qui ont été estimées à partir de toutes les expériences du chapitre 6 y sont aussi ajoutées. Nous allons maintenant détailler les 7 nombres sans dimensions qui ont été sélectionnés pour effectuer l'analyse dimensionnelle.

Tableau 3.1 : Synthèse des différents paramètres invoqués dans les expériences, associés à leur gamme de valeur représentative (valeur minimale et maximale) utilisée pour l'analyse dimensionnelle.

Paramètres	**Symboles**	**Valeurs des expériences**
Masse volumique de l'air	ρ_a	1.2 kg m^{-3}
Masse volumique des particules	ρ_p	1400 - 2500 kg m^{-3}
Masse volumique des écoulements	ρ_c	1.6 - 2.5 kg m^{-3}
Viscosité des écoulements	μ	10^{-5} kg m^{-1} s^{-1}
Vitesse des écoulements	v_c	0.2 - 1 m s^{-1}
Vitesse de sédimentation	w	0.5-1 m s^{-1}
Epaisseur des écoulements	h_c	0.05 – 0.5 m
Température des écoulements	T_s	293 – 473 K
Diamètre des particules	d	35 – 500 10^{-6} m
Accélération de la pesanteur	g	9.81 m s^{-2}
Coefficient de dilatation thermique de l'air	α	0.7 - 1 10^{-3} K^{-1}

- **Nombre de Reynolds (écoulement)** : $Re = \frac{\rho_c v_c h_c}{\mu}$

Défini comme le rapport des forces d'inertie appliquées à un fluide sur ses forces visqueuses. Il a déjà été décrit au chapitre 1 car il exprime le comportement d'un fluide en écoulement. Lorsque les forces visqueuses dominent, le fluide a un comportement dit laminaire (Re < 100). Lorsque les forces d'inertie du fluide dominent, l'écoulement aura un comportement dit turbulent (Re > 1000). Pour 100 < Re < 1000 le régime est dit transitionnel.

- **Concentration volumique en particule** : $C_v = \frac{\rho_c - \rho_a}{\rho_p - \rho_a}$

Définie comme le rapport des différences de densité entre l'écoulement et l'atmosphère, et les particules et l'atmosphère. Elle représente la quantité de particules en suspension dans un volume d'écoulement, exprimée en pourcentage de volume. C_v varie donc de 0 lorsqu'il n'y a aucune particule dans l'écoulement, à 1 lorsqu'il n'y a que des particules. Au-delà d'environ 50% de particules, l'écoulement est qualifié de granulaire car la concentration en particules est suffisamment haute pour que toutes les particules soient en contact.

- **Nombre de Richardson thermique :** $Ri_T = \frac{g \alpha T \, h_c}{v_c^{\,2}}$

Défini comme le rapport entre l'énergie potentielle de flottabilité (convective) et l'énergie cinétique du fluide. Il représente la capacité d'un fluide à se déplacer soit par convection naturelle car il a une forte flottabilité, soit par convection forcée. C'est une adaptation du nombre de Richardson à la convection d'un fluide, où la différence de densité est majoritairement due à la différence de température entre les deux milieux. Par convention, lorsque Ri_T < 0.1 la convection est forcée par les mouvements du fluide car son énergie potentielle est inférieure à l'énergie cinétique. Lorsque Ri_T > 10, le fluide est en convection naturellement car il a une forte flottabilité. Pour la zone de transition où 0.1 < Ri_T < 10, la convection du fluide est une combinaison entre un mouvement naturel et un mouvement forcé.

- **Nombre de Froude**: $Fr = \frac{v_c}{\sqrt{g' h_c}}$ avec $g' = g \frac{(\rho_c - \rho_a)}{\rho_c}$

Défini comme le rapport entre les forces de gravité et les forces d'inertie d'un écoulement. Comme nous l'avons vu chapitre 2, ce nombre a été beaucoup étudié dans le cas des écoulements de gravité puisqu'il montre un rapport constant d'environ 1.2 au front de ces écoulements. De manière plus globale, si le fluide à un Fr > 1 cela signifie que l'écoulement est dominé par son énergie cinétique procurée par la gravité. L'écoulement est alors de faible épaisseur mais assez rapide, et qualifié d'écoulement supercritique. Si à l'inverse le fluide à un Fr < 1 cela signifie que les forces d'inertie dominent. Dans ce dernier cas, l'écoulement aura une épaisseur importante et une vitesse faible, et sera qualifié d'écoulement subcritique.

- **Nombre de Stokes** : $St = \frac{t_f}{t_p} = \frac{\rho_p d^2}{18\mu} \frac{v_c}{h_c}$

Défini par le rapport entre le temps de réponse d'une parcelle de fluide t_f et le temps de réponse d'une particule t_p. Il représente le rapport entre l'énergie cinétique d'une particule en suspension dans un fluide et l'énergie dissipée par frottement avec ce fluide. Il a déjà été utilisé au chapitre 2 car il permet de caractériser le comportement d'une particule dans un fluide en mouvement. En d'autres mots, il exprime le degré de couplage entre le fluide et la particule (voir chapitre 2). Si *St* > 1, l'énergie cinétique de la particule est bien supérieure à l'énergie dissipée dans le fluide, alors la particule ne sera pas couplée au fluide et s'en détachera. Si *St* < 1, l'énergie cinétique de la particule est négligeable devant l'énergie dissipée par son frottement avec le fluide, alors la particule sera couplée avec le fluide.

- **Nombre de Stabilité :** $\Sigma_T = \frac{w}{v_t}$

Défini par Burgisser et Bergantz (2002) comme le rapport entre la vitesse de chute d'une particule et la vitesse de rotation d'un tourbillon de fluide turbulent dans lequel la particule est suspendue. Là aussi utilisé au chapitre 2 pour définir le comportement d'une particule dans un écoulement turbulent, il exprime la capacité d'un fluide à maintenir une particule en suspension. Si $\Sigma_T > 1$ la particule chute trop vite par rapport à la vitesse des tourbillons et elle n'est pas transportée. Si $\Sigma_T < 1$ alors la vitesse de chute de la particule est négligeable devant celle des tourbillons et l'écoulement aura donc la capacité de transporter la particule.

- **Nombre de masse :** $Ma = \frac{C_v \rho_p}{(1-C_v)\rho_a}$

Défini comme le rapport entre la quantité de mouvement transportée par les particules $VC_v\rho_p v_c^2$, et la quantité de mouvement transportée par le fluide $V(1-C_v)\rho_a v_c^2$ pour une même parcelle d'écoulement de volume V. Si *Ma* > 1 cela signifie que la majorité de la quantité de mouvement est transportée par les particules de proche en proche. Si *Ma* < 1 cela signifie à l'inverse que le fluide, à savoir l'air dans les expériences de cette thèse, transporte plus de quantité de mouvement que les particules et que ces dernières ont alors très peu d'influence sur la dynamique de l'écoulement.

4.1.2. Analyse dimensionnelle des écoulements expérimentaux

Afin d'analyser si les expériences respectent les mêmes rapports d'énergie et de forces que les écoulements naturels, les nombres sans dimensions définis précédemment ont été calculés en utilisant les valeurs des paramètres résumés dans le tableau 3.1. Une gamme de valeur est obtenue pour chaque nombre, bornée par une valeur minimale et une valeur maximale due à la variabilité des résultats des expériences (c.f. chapitre 6). Les résultats des calculs sont présentés dans le tableau 3.2 et comparés aux valeurs des nombres sans dimension estimés pour une déferlante, provenant des études de Burgisser et al., (2005), Andrews et Manga (2011, 2012), Andrews (2014) et Lube et al. (2015). Les écoulements pyroclastiques naturels étant très variables eux aussi, pour chaque nombre sans dimensions une gamme de valeurs est également donnée. Nous allons maintenant détailler succinctement chaque nombre sans dimension :

Tableau 3.2 : Analyse dimensionnelle des écoulements expérimentaux de formation des déferlantes, comparés aux données naturelles d'une déferlante. La signification de chaque nombre est discutée par la suite.

Nombre sans dimension	Valeurs dans une déferlante	Valeurs des expériences	Signification
Nombre Reynolds *Re*	$10^6 – 10^8$	10^4 - 10^5	a.
Concentration volumique C_v	$10^{-4} – 10^{-2}$	$10^{-4} – 10^{-3}$	b.
Richardson thermique Ri_T	0 - 5	1 – 2.5	c.
Nombre de Stokes *St*	$10^{-3} – 10^7$	10^{-2} - 10^0	d.
Nombre de Froude *Fr*	0.1 – 2	0.8 - 2	e.
Nombre de Stabilité Σ_T	$10^{-6} – 10^5$	0.1 – 0.7	f.
Nombre de Masse *Ma*	10^{-1} - 10^2	0.1 - 2	g.

a. Reynolds : Les valeurs mesurées dans les expériences sont inférieures à la gamme de valeurs des déferlantes, d'environ deux ordres de grandeur. Néanmoins elles sont dans le domaine des écoulements turbulents, $Re > 1000$, tout comme les déferlantes. Il n'est pas simple de reproduire en laboratoire l'intensité d'énergie présente dans les déferlantes pyroclastiques dont les dimensions dépassent la centaine de mètres contre à peine quelques mètres en laboratoire au maximum. Les expériences étant moins énergétiques que les écoulements naturels, l'intensité des turbulences sera donc proportionnelle.

b. Concentration : Les valeurs de concentration en particules mesurées dans les expériences semblent cohérentes avec la gamme de concentration moyenne estimée dans un

écoulement pyroclastique dilué (calculé à partir des estimations de Burgisser et al., 2005). Cependant la concentration des expériences reste dans la tranche basse de la gamme, ce qui signifie que les expériences ne peuvent reproduire les fortes concentrations d'un écoulement pyroclastique. L'intensité des turbulences étant moins importante d'après le nombre de Reynolds, la quantité de particules suspendues ne pourra pas être directement comparée aux valeurs naturelles. Cependant son évolution sera proportionnelle.

c. Richardson thermique : Les valeurs pour le nombre de Richardson thermique sont parfaitement dans la gamme de valeurs de celle des déferlantes. Les expériences se situent dans la zone transitionnelle $0.1 < Ri_T < 10$ signifiant que la convection au sein des écoulements est plus ou moins naturelle et qu'une partie du mouvement est due à l'inertie.

d. Stokes : Les valeurs du nombre de Stokes sont aussi dans la gamme des écoulements naturels qui est quasi systématiquement inférieur à 1, ce qui signifie que les particules sont fortement couplées avec le fluide. La taille des particules dans les expériences est inférieure à la taille moyenne des particules volcaniques (2 à 4 Φ plutôt que 0 à 2 Φ pour une déferlante) mais le nombre de Stokes reste équivalent dans les deux systèmes. Le rapport s'équilibre car une déferlante est plus épaisse et plus rapide qu'un écoulement expérimental, elle transportera donc des particules plus grosses. On peut donc s'attendre à observe les mêmes comportements et le même couplage particule-fluide dans les expériences que dans une déferlante, mais avec des particules moins larges.

e. Froude: Les valeurs mesurées dans les expériences sont équivalentes à celles obtenues pour une déferlante, c'est-à-dire autour de 1. Cela est donc en accord avec la théorie décrite chapitre 2 avec un équilibre entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle au front d'un écoulement de gravité. Nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre 6 pour les résultats des expériences.

f. Stabilité: Le nombre de stabilité va de pair avec le nombre de Stokes. Dans une déferlante, la taille de grains est très variable, tout comme la vitesse des tourbillons du fluide. Il en résulte une gamme de valeur très large pour le nombre de stabilité (11 ordres de grandeur d'après Andrews et Manga, 2011) et donc une capacité de transport très variable entre les différentes particules. Pour les expériences, la gamme de valeur est plus restreinte car la taille des grains est bien moins variée. Néanmoins, les valeurs des expériences se situent bien dans la zone où $\Sigma_T < 1$, ce qui signifie que l'écoulement a la capacité de transporter (plus ou moins bien) toutes les particules utilisées dans les expériences.

g. Masse : Pour les deux systèmes, les valeurs du nombre de masse tournent autour de 1 ce qui signifie que le transport de la quantité de mouvement dans ces écoulements est équilibré entre le fluide et les particules. Cela témoigne aussi de l'influence importante des particules sur la dynamique de l'écoulement même à très faible concentration volumique. La large gamme de valeurs pour les déferlantes s'explique notamment par une large variation de cette concentration volumique.

En résumé, l'observation principale est que les gammes de valeurs de chaque nombre calculés pour les expériences tombe dans les gammes de valeurs des déferlantes pyroclastiques. Les écoulements expérimentaux respectent donc les lois d'échelles d'énergies des écoulements naturels. L'étude de la dynamique de ces écoulements expérimentaux permettra alors de contraindre celle des déferlantes pyroclastiques.

4.2. Dimensionnement des expériences de rupture de barrage

Les expériences de rupture de barrage utilisées dans le chapitre 4 pour valider le modèle numérique ont déjà été mise à l'échelle dans le passé. En effet, dans ce dispositif des expériences analogues ont été réalisées par Roche et al. (2008), Roche (2012) et Chedeville et al. (2014) et un dimensionnement a alors été effectué notamment par Roche (2012) et Chedeville (2016). Il n'a donc pas été jugé pertinent de reproduire de nouveau ce processus de test. L'analyse dimensionnelle menée par Roche (2012) est reportée dans le tableau 3.3, et une description est brièvement donnée dans la suite.

Tableau 3.3 : Analyse dimensionnelle des écoulements expérimentaux de rupture de barrage, comparée aux données naturelles d'un écoulement dense, d'après Roche (2012) et Chedeville (2016).

Nombre sans dimension	Valeurs dans la nature	Valeurs des expériences
Nombre de masse *Ma*	$10^2 – 10^3$	10^3
Nombre de Froude *Fr*	1.6 - 3	2.7 – 2.6
Nombre de Bagnold *Ba*	$10^0 – 10^2$	102
Nombre de Darcy *Da*	$10^1 – 10^4$	10^2
Nombre de fluidisation *Fl*	$10^{-7} – 10^{-3}$	10^{-2}
Nombre de pression interstitielle *Pr*	$10^{-4} – 10^1$	1
Nombre de Savage *Sa*	$10^{-9} – 10^{-8}$	10^{-6}-10^{-5}

Le nombre de Masse et le nombre de Froude témoignent que dans la nature comme dans les expériences, la dynamique des écoulements denses est dominée par leur inertie (écoulements supercritiques), et que la quantité de mouvement est essentiellement transportée par les particules. Le nombre de Bagnold, décrivant le rapport entre les contraintes collisionnelles et visqueuses d'un écoulement, indiquent que le régime des écoulements des deux systèmes est équivalent, c'est-à-dire macro-visqueux à intermédiaire. Le nombre de Darcy, décrivant le rapport entre les interactions visqueuses exercées sur une particule et les interactions collisionnelles, indique lui que ce sont les interactions solides-fluides qui sont dominantes dans ce type d'écoulement fluidisé. Le nombre de fluidisation, correspondant au rapport entre vitesse de l'écoulement et vitesse de fluidisation, montre que la vitesse de l'écoulement semble être plus rapide que la vitesse de fluidisation dans la nature comme dans les expériences. Le nombre de pression interstitielle, décrivant le rapport entre la durée moyenne de mise en place d'un écoulement et la durée de diffusion de la pression interstitielle, indique cette fois-ci que la durée de diffusion des écoulements expérimentaux est équivalente à celle des écoulements denses naturels. Enfin, le nombre de Savage, décrivant le rapport entre le régime collisionnel et frictionnel dans un écoulement granulaire, indique que les écoulements des deux systèmes sont dans le régime frictionnel et que les collisions sont négligeables.

En résumé, la plupart des résultats obtenus pour les écoulements expérimentaux sont dans les gammes de valeurs des écoulements denses naturels. Les expériences réalisées dans ce dispositif sont donc compatibles là aussi pour l'étude de la dynamique des écoulements pyroclastiques denses.

Partie B : Méthode numérique, le modèle VolcFlow

I. Résumé des travaux précédents

La modélisation numérique est aujourd'hui l'une des principales techniques d'étude des écoulements pyroclastiques. Elle se développe à partir des années 80 afin d'améliorer l'évaluation des risques naturels posés par ses écoulements (Malin et Sheridan, 1982 ; Dade et Huppert 1998 ; Wadge et al., 1998). Depuis, les progrès dans l'informatique grâce à l'amélioration des puissances de calcul ont permis le développement de modèles numériques capables de simuler un écoulement en entier et constituent de nos jours une méthode robuste pour étudier leur dynamique. Leur principe est de simuler l'écoulement d'une masse sur une topographie numérique et d'en étudier les caractéristiques suivant la rhéologie de l'écoulement et les paramètres utilisés (volume, densité, source, etc.). Pour cela, diverses techniques de calcul ont émergé au fil du temps, n'ayant pas les mêmes applications. Nous allons nous intéresser aux trois techniques principales ainsi qu'à leurs avancées récentes.

1.1. Modèles cinétiques et empiriques

Les modèles cinétiques sont les premiers modèles à avoir été développés, notamment pour l'évaluation et la cartographie des risques générés par les écoulements pyroclastiques. Ils sont basés sur des lois théoriques simples. Malin et Sheridan (1982) sont les premiers à développer ce genre de modèle, et introduisent le concept de cône d'énergie (ECM pour Energy Cone Model). Dans ce modèle, le cône représente une succession de lignes reliant les bordures des dépôts à l'altitude atteinte par les produits volcaniques au niveau de l'évent (apex du cône, voir Fig 3.17). L'angle entre ces lignes et l'horizontal (rapport H/L, Heim, 1932) est assimilé à l'angle de frottement moyen des dépôts, intervenant dans la rhéologie de Coulomb. Ainsi, l'extension maximale des dépôts peut être estimée en fixant une hauteur de colonne et un angle de frottement. Sheridan et Malin (1983) démontrent la facilité d'utilisation de ce modèle pour l'élaboration d'une carte de risques des déferlantes sur l'île de Vulcano en Italie. Ce type d'approche donnera notamment les modèles FLOW2D et FLOW3D (Saucedo et al., 2005) et sera reprit par Tierz et al. (2016) pour élaborer la carte d'aléas du Vésuve en Italie ainsi que par Sandri et al. (2018) pour l'élaboration de la carte d'aléas de toute la région napolitaine.

Toujours dans une approche cinétique, Wadge et al. (1998) ont développé un modèle numérique 1D appelé Pyroflow qui simule un écoulement pyroclastique sur une topographie. Pour cela, cet écoulement est assimilé à un bloc obéissant à la rhéologie de Coulomb là encore. Ils utilisent le principe fondamental de la dynamique pour calculer la vitesse du front *u* de l'écoulement dense par $\frac{du}{dt}=\frac{\sum F}{m}$ où $\sum F$ est la somme des forces appliquées au bloc, tandis que *m* représente sa masse. Ils y ajoutent en plus une loi empirique afin d'estimer la surface couverte par une déferlante générée à partir de l'écoulement dense. Ils appliquent finalement ce modèle pour l'élaboration de carte de risque des écoulements pyroclastiques sur l'île de Montserrat.

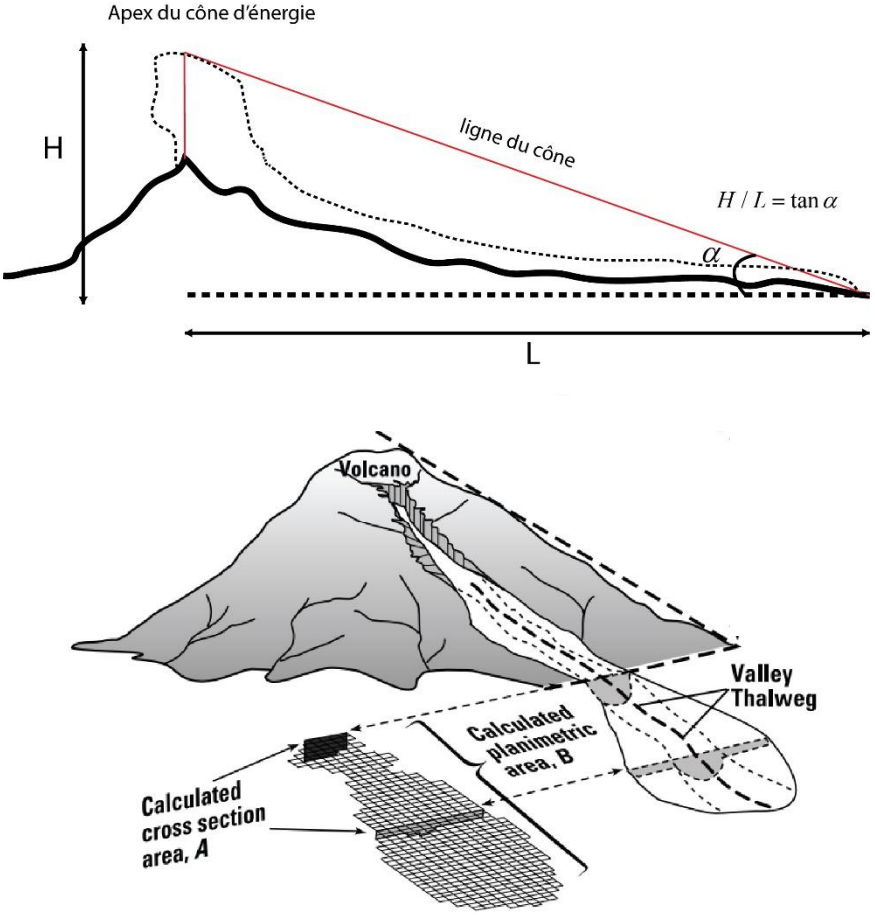


Figure 3.17 : Au haut, schéma du model de cône d'énergie de Malin et Sheridan (1982) avec la représentation du rapport H/L de Heim (1932). En bas, principe du modèle LAHARZ pour le calcul rapide de l'aire inondée par des lahars à partir des relations [1] et [2] de Dade et Huppert (1998). Modifié d'après Iverson et al (1998).

Les modèles empiriques sont quant à eux basés non pas sur des lois théoriques mais simplement sur des relations issues d'observations ou d'expériences. Ils sont principalement basés sur les relations empiriques mise en évidence dans des dépôts d'écoulement géophysiques par Dade et Huppert (1998). Les auteurs observent une première relation entre le volume *V* des dépôts et l'aire *A* de la section de la vallée : $A=cV^{2/3}$ [1], puis une seconde entre le volume *V*

et l'aire B de la surface des dépôts : $B = CV^{2/3}$ [2]. c et C sont des constantes empiriques. Rapidement, Schilling et al. (1998) et Iverson et al. (1998) développent le modèle LAHARZ (voir Fig 3.17) basé sur les deux relations précédentes pour calculer l'aire recouverte par des dépôts connaissant leur volume. Ce modèle est toujours aujourd'hui l'un des principaux modèles numériques utilisé pour la cartographie des risques associés à ces écoulements. Plus récemment, Widiwijayanti et al. (2008) développent une version très proche de LAHARZ, appelée PFz, adaptée spécifiquement aux écoulements de blocs et cendres permettant là aussi l'élaboration de cartes de risques notamment à Montserrat. Le modèle intègre en plus une simulation de l'extension des déferlantes suivant la loi empirique de Wadge et al. (1998).

1.2. Les modèles moyennés verticalement

Les modèles moyennés verticalement ont émergés simultanément aux modèles cinétiques et ont pour objectif à la fois l'évaluation rapide des risques, mais aussi l'étude de la dynamique des écoulements pyroclastiques. Ils sont basés sur l'approche de Saint-Venant qui fait l'hypothèse que pour les écoulements ayant un rapport d'aspect très faible (H/L << 1) comme les écoulements pyroclastiques, les variations spatiales et dynamiques sur l'épaisseur sont négligeables devant les variations latérales. L'espace est alors discrétisé en une grille horizontale représentant la topographie. L'écoulement est simulé sous forme de colonne se déplaçant de cellule en cellule suivant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et parfois de l'énergie, tout en se passant de leur composante verticale afin de gagner en rapidité. Ils se développent à la fin des années 80 suite aux travaux de Savage et Hutter (1989) qui proposent de considérer les écoulements granulaires (composés de particules discrètes) comme un milieu continu. Ils adaptent alors la rhéologie frictionnelle de Mohr-Coulomb pour la simulation en approche moyennée verticalement. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 2, Pouliquen (1999) Pouliquen et Forterre (2002) ont montré que les écoulements granulaires étaient en réalité plutôt caractérisés par une rhéologie frictionnelle à coefficient de frottement variable. Devant cette complexité de la rhéologie des écoulements granulaires, plusieurs catégories de modèles vont voir le jour.

Basé sur l'approche de Savage et Hutter (1989) et la rhéologie de Coulomb, Pitman (2003) et Patra et al., (2005) développent le modèle TITAN 2D afin de simuler la mise en place d'écoulements granulaires. Il est alors utilisé pour la simulation des écoulements pyroclastiques et l'élaboration de cartes d'aléas (Sheridan, 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2008). Suivant la même approche, le modèle numérique VolcFlow (Kelfoun et Druitt, 2005) a été développé lui

aussi pour la simulation des écoulements géophysiques. Il a la particularité d'intégrer d'autres rhéologies que la rhéologie de Coulomb. Ce modèle fait l'objet de ce chapitre et sera donc détaillé dans la partie suivante.

Basé sur l'approche de Pouliquen (1999) et la rhéologie frictionnelle à coefficient de frottement variable, Heinrich et al. (2001) développent un modèle moyenné verticale et simulent de manière assez satisfaisante l'effondrement de flanc de Soufrière Hills en 1997 à Montserrat. Suivant la même approche, le modèle ShalowTop est développé quelques années plus tard par Mangeney-Castelnau (2003) puis Mangeney et al. (2005, 2010). Il sera notamment utilisé pour étudier certaines caractéristiques morphologiques des écoulement pyroclastiques comme la formation de levées (Mangeney et al., 2007), ou l'influence de la réduction des frottements dans les écoulements granulaires (Levy et al., 2015).

Cette approche moyennée verticalement semble plus adaptée à la simulation de l'écoulement dense qu'à la simulation de la déferlante car cette dernière présente de grandes variations de densité sur l'épaisseur qui ne peuvent être reproduites. Néanmoins, certains auteurs ont tenté de mimer la physique de la déferlante avec une approche de Saint-Venant. Leur stratégie est alors de simuler l'écoulement pyroclastique en deux couches, une pour la déferlante, et une pour l'écoulement dense. Takahashi et Tsujimoto (2000) sont les premiers à proposer un modèle numérique de type Saint-Venant à deux couches dans lequel la partie dense est simulée comme un écoulement granulaire et génère par expulsion des gaz la seconde partie, la déferlante, simulée elle comme un écoulement turbulent. Appliqué à l'éruption du 3 juin 1993 du Mont Unzen au Japon, le modèle reproduit de manière satisfaisante l'extension de l'écoulement de blocs et cendres ainsi que celui de la déferlante. Doyle et al. (2008, 2010) développent à leur tour un modèle à deux couches pour simuler les écoulements pyroclastiques, mais à la différence de Takahashi et Tsujimoto (2000) l'écoulement dense se forme par sédimentation de la déferlante.

En résumé, malgré la simplification de la physique qu'implique l'approche de Saint-Venant, les modèles moyennés verticalement semblent aussi bien adaptés à l'étude de la dynamique des écoulements pyroclastiques qu'à la prévention de leurs aléas. Leur rapidité et leur polyvalence sont des atouts qui permettent à ces modèles d'être majoritairement utilisés aujourd'hui.

1.3. Les modèles multiphase

Les modèles multiphases ont été développés en premier lieu pour étudier la dynamique d'une colonne éruptive (Sparks 1978). A la place de considérer les particules et le gaz comme une seule phase (mélange homogène dans l'approche de Saint-Venant), ils sont simulés comme deux phases distinctes qui interagissent ensemble. Chaque type de particule ou de fluide sera simulé comme une phase unique, c'est pourquoi ces modèles sont qualifiés de multiphasiques. Le mouvement de ces phases est calculé par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie mais dans toutes les directions. L'espace est alors discrétisé en une grille verticale pour les modèle 2D, ou bien en une grille horizontale et verticale pour les modèles 3D.

Wohlertz et al. (1984) utilise pour la première fois ce type d'approche dans un modèle 2D pour étudier la dynamique de formation d'une déferlante de base en simulant deux phases : le gaz et les particules. Par la suite, Valentine et Wohlertz (1989), Valentine et al. (1991), Dobran et al. (1993), ou encore Dartevelle et al. (2004a,b) développent des modèles similaires pour étudier la formation d'un écoulement pyroclastique à partir de l'effondrement d'une colonne plinienne. Neri et Macedonio (1996) développent à leur tour un modèle numérique d'effondrement de colonne, mais qui utilise un mélange de deux tailles de grains. Ils observent alors la formation d'un écoulement pyroclastique puis la ségrégation des particules, les grosses particules sédimentant en bas et les fines étant rejetées en haut de l'écoulement, aboutissant à la formation de l'écoulement dense et de la déferlante. Les mêmes résultats seront obtenus quelques années plus tard avec une version améliorée du modèle par Neri et al., (2003) dans lequel plusieurs tailles de grains sont utilisées.

Suivant la même approche, Esposti et al. (2007) et Neri et al. (2007) développent un modèle multiphase en 3D appelé PDAC, afin de simuler la dynamique des éruptions explosives. Il est appliqué à un cas naturel par Esposti et al. (2008a) pour simuler l'éruption du Vésuve en -79 (Fig 3.18 n°2), puis Esposti et al. (2008b) pour l'éruption du 26 décembre 1997 à Soufrière Hills Volcano. C'est avec ce même modèle qu'Esposti et al. (2012) reproduisent l'éruption du 18 mai 1980 du Mont Saint Helens, et donnent pour la première fois des informations sur la dynamique interne d'un blast.

Cependant ces modèles ne peuvent reproduire convenablement les dépôts des écoulements pyroclastiques et sont plus adaptés à l'étude de leur dynamique. Afin de pallier ce problème, Dufek et Bergantz (2007a) ont développé un modèle multiphase permettant d'étudier

le transport de particules dans un gaz turbulent, inspiré notamment du modèle dense-dilué de Burgisser et Bergantz (2002). Dans ce modèle, la variation de la concentration en particules entraine la différentiation en deux parties, une partie concentrée à la base et une partie diluée au-dessus. Il sera notamment utilisé afin d'étudier la dynamique de l'éruption de Kos (Kos Plateau Tuff, Fig 3.18 n°1) par Dufek et Bergantz (2007b), puis par Dufek et al. (2009) pour étudier l'interaction des particules avec le substrat par comparaison avec des expériences. Récemment, Benage et al. (2016) utilisent aussi ce modèle pour étudier l'incorporation d'air dans un écoulement pyroclastique et montrent qu'elle est 2 à 3 fois plus efficace dans la déferlante que dans la partie dense.

L'avancée des connaissances et la croissance des puissances de calcul permettent aujourd'hui le développement de modèle 4D capables de reproduire la plupart des processus de transport et sédimentation des écoulements pyroclastiques. Ils constituent aujourd'hui la méthode la plus puissance pour contraindre leur comportement physique. Néanmoins, leur complexité et leur temps de calcul souvent très longs est un frein à leur utilisation pour la prévention des risques naturels.

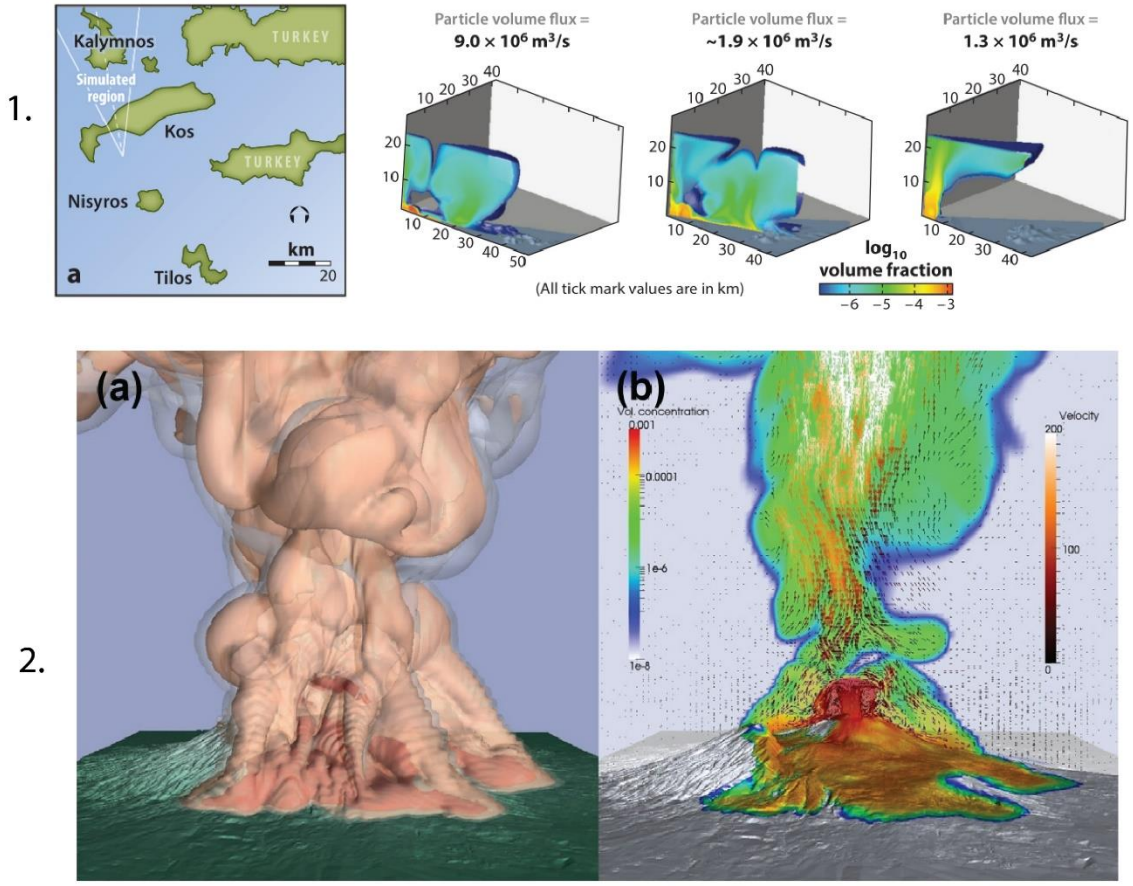


Figure 3.18 : Exemples de résultats de simulations utilisant un modèle multiphase : en 1. simulation de l'éruption de Kos par Dufek et Bergantz (2007b), en 2. simulation de l'éruption du Vésuve par Esposti et al. (2008a). Modifié d'après Neri et al., (2015) et Dufek et al. (2016).

II. VolcFlow version 1 : principe de fonctionnement

2.1. Présentation

Le modèle numérique utilisé dans cette thèse est appelé VolcFlow. C'est un modèle du type moyenné verticalement, élaboré par Kelfoun et Druitt (2005) afin de simuler des écoulements géophysiques sur une topographie numérique. Il est composé d'un code source par lequel sont réalisés les calculs, implémentés par plusieurs fichiers : un fichier input lu au début de la simulation pour initialiser les paramètres, un second pour la représentation de la simulation, et un troisième pour définir l'alimentation de l'écoulement. Une interface graphique permet de lancer la simulation et de contrôler les paramètres entrés dans le fichier input. La simulation s'arrête automatiquement lorsque la durée maximale de calcul est atteinte (fixée par l'utilisateur), mais peut être interrompue ou arrêtée définitivement à tout moment via l'interface. Le code intègre aussi l'enregistrement d'une vidéo de la simulation par la compilation des images obtenues dans le fichier de représentation. Une sauvegarde des données à chaque pas de temps dans un fichier de données est aussi réalisée.

Sa principale spécificité est la prise en compte de plusieurs rhéologies d'écoulement : Coulomb, plastique, Voellmy et Bingham (décrit aux chapitres 1 et 2). Grace à cela, il est utilisé pour simuler différents types d'écoulements comme les avalanches de débris dont celle de Socompa au Chili (Kefloun et Druitt, 2005) ou bien les écoulements pyroclastiques avec l'éruption du Tungurahua en 2006 (Kelfoun et al., 2009 ; Kelfoun 2011, Bernard et al., 2014) et du Merapi en 2006 et 2010 (Chabronnier et Gertisser, 2012 ; Charbonnier et al., 2013), ou encore pour la simulation de tsunamis à Santorin (Nomikou et al., 2016) et sur Mars après un impact météoritique (Costard et al., 2017). Plus récemment une version 1.2 a été développée pour simuler les coulées de lave à partir de lois rhéologiques plus complexes (Kefloun et Vargas, 2015). De par sa simplicité d'utilisation et sa vitesse de calcul, il est fréquemment utilisé pour l'évaluation des aléas volcaniques et plus particulièrement ceux des lahars (Bedon et al., 2017) et des écoulements pyroclastiques (Kelfoun et al., 2009, Charbonnier et Gertisser, 2012, Quiroga et al., 2013). Il est régulièrement comparé par certains utilisateurs à d'autres modèles numériques et montre sa fiabilité comme le prouve Charbonnier et Gertisser (2012) ou plus récemment Ogburn et al. (2017) pour l'éruption de 1997 à Montserrat.

2.2. Approche utilisée

VolcFlow est basé sur l'approche de Saint Venant, ou moyennée verticalement, cela signifie que les calculs sont effectués uniquement sur un plan parallèle à la topographie, défini par les axes *x* et *y*. Seul l'épaisseur de l'écoulement varie selon l'axe vertical *z*, perpendiculaire aux deux autres. Les vitesses, densités, ou concentration de l'écoulement sont moyennées et considérées comme constantes sur l'épaisseur. Les simulations sont réalisées sur une grille 2D définissant des cellules de coordonnées *x*,*y*. La grille utilisée pour reproduire une topographie réelle est un modèle numérique de terrain (ou DEM pour Digitale Elevation Model), où chaque cellule possède une valeur d'altitude. VolcFlow est un modèle dit Eulérien c'est-à-dire que la masse se transmet de proche en proche entre chaque cellule de la grille sans que celles-ci ne soit modifiées, à l'opposée d'un modèle Lagrangien. Ecrit sous Matlab, le code présente l'avantage de manipuler les variables sous forme matricielle, où les colonnes et les lignes des matrices représentent les axes *x* et *y*.

Le principe général est de calculer la variation de l'épaisseur d'une masse sur chaque cellule, afin d'en simuler son écoulement sur la topographie. Cette masse est simulée comme un liquide qui s'écoule suivant les lois de la mécanique des fluides en milieu continu. La simulation repose alors sur des principes de conservation entre les cellules aussi appelés équations constitutives : la loi de conservation de la masse, et la loi de conservation de la quantité de mouvement (dérivée de l'équation de Navier-Stokes). Les équations constitutives du code sont décrites dans la partie suivante, et dans un souci de clarté, tous les paramètres utilisés dans ces équations ont été résumés dans le tableau 3.4. Le lecteur pourra s'y référer pour toutes les équations de ce chapitre.

Tableau 3.4: Nomenclature des paramètres utilisés dans les équations constitutives du code avec leur symbole associé.

Paramètres	**Symbole**
Dimensions	x, y
Pente dans la direction *x*	α_x
Pente dans la direction *y*	α_y
Pente totale dans la direction *x*	β_x
Pente totale dans la direction *y*	β_y
Contraintes résistives de l'écoulement dense	$\mathbf{T} = (T_x, T_y)$

Contraintes résistives de la déferlante	$\mathbf{R} = (R_x, R_y)$
Vitesses de l'écoulement dense	$\mathbf{u} = (u_x, u_y)$
Vitesses de la déferlante	$\mathbf{v} = (v_x, v_y)$
Epaisseur de l'écoulement dense	h_d
Epaisseur de la déferlante	h_s
Masse volumique des particules	ρ_p
Masse volumique de l'atmosphère	ρ_a
Masse volumique de l'écoulement dense	ρ_d
Masse volumique du gaz de la déferlante	ρ_g
Masse volumique du mélange	ρ_m
Masse volumique de la déferlante	ρ_s
Flux de masse du dense vers la déferlante	ϕ_{m}
Flux de masse de sédimentation	ϕ_{s}
Coefficient de pression terrestre	$k_{actpass}$
Angle de frottement basal	φ_{int}
Angle de frottement interne	φ_{bed}
Angle de frottement apparent	φ_{app}
Pression de gaz interstitiel	P
Nombre d'inertie	I
Coefficient de friction variable	$\mu(I)$
Coefficient de friction minimal	μ_0
Coefficient de friction maximal (angle de repos)	μ_w
Vitesse caractéristique	U_w
Rayon de courbure de la topographie	r
Surface d'une cellule	S
Accélération de la gravité	g
Temps	t

2.3. Equations constitutives de l'écoulement

L'écoulement dense est simulé en résolvant les équations de bilan de masse (1) et de quantité de mouvement (2-3) :

$$\frac{\partial h_{\mathrm{d}}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_{\mathrm{d}}u_x\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_{\mathrm{d}}u_y\right)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_{\mathrm{d}}u_x\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_{\mathrm{d}}u_x^2\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_{\mathrm{d}}u_xu_y\right)=gh_{\mathrm{d}}\sin\alpha_x-\frac{1}{2}k_{actpass}\frac{\partial}{\partial x}\left(gh_{\mathrm{d}}^2\cos\alpha\right)+\frac{T_x}{\rho_d} \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_{\mathrm{d}}u_y\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_{\mathrm{d}}u_xu_y\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_{\mathrm{d}}u_y^2\right)=\underbrace{gh_{\mathrm{d}}\sin\alpha_y}_{[1]}\underbrace{-\frac{1}{2}k_{actpass}\frac{\partial}{\partial y}\left(gh_{\mathrm{d}}^2\cos\alpha\right)}_{[2]}+\underbrace{\frac{T_y}{\rho_d}}_{[3]} \tag{3}$$

L'équation de bilan de masse (1) est utilisée pour calculer les variations de l'épaisseur h_{d} sur chaque cellule. La variation de masse sur chaque cellule dh_{d}/dt est égale à la somme des flux de masse entrant ou sortant aux bordures de la cellule suivant *x* et *y*. Dans cette approche, la masse est résumée uniquement à l'épaisseur de l'écoulement par simplification. En effet, la masse sur chaque cellule est égale au volume multiplié par la masse volumique. Puisque la surface *S* de chaque cellule et la masse volumique de l'écoulement dense ρ_d sont constantes, elles peuvent être simplifiées dans les équations, et h_{d} est donc la seule variable.

Les équations (2) et (3) sont les équations de conservation de la quantité de mouvement dans les directions *x* et *y,* utilisées afin de calculer les vitesses de l'écoulement sur chaque cellule. La partie droite des équations correspond au bilan des forces exercées sur chaque cellule : le terme [1] concerne l'accélération liée au poids de l'écoulement qui prend donc en compte la pente de la topographie, le terme [2] correspond à l'accélération liée à la pression hydrostatique et le terme [3] correspond à l'accélération liée aux contraintes résistives du fluide (voir ci-après). La variation de quantité de mouvement $\frac{\partial}{\partial t}\left(h_{\mathrm{d}}u\right)$ est donc égale à la somme des quantités de mouvement dues aux forces (termes [1, 2 et 3]) ainsi que la somme des flux de quantité de mouvement sortant et entrant aux bordures selon *x* et *y*. $\mathbf{T}=(T_x,T_y)$ correspond aux contraintes résistives appliquées à chaque cellule. Elle dissipe l'énergie de l'écoulement par différents mécanismes, spécifique à chaque rhéologie.

Pour ce qui est des écoulements denses, nous avons vu au chapitre 2 qu'ils avaient une rhéologie complexe qui est toujours débattue. La rhéologie de Coulomb ainsi que la rhéologie plastique ont été évoqués pour décrire leur comportement (Druitt, 1998 ; Kelfoun et al., 2011). Les mécanismes de dissipation de l'énergie n'étant pas les mêmes pour chaque rhéologie, les

contraintes résistives $\mathbf{T}$ n'auront pas la même forme. Ainsi, dans le code la formule de $\mathbf{T}$ s'adapte à la rhéologie choisie. Pour la rhéologie plastique, $\mathbf{T}$ est de la forme :

$$\mathbf{T} = T_0 \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} \tag{5}$$

Pour la rhéologie Mohr Coulomb, $\mathbf{T}$ s'exprime suivant:

$$\mathbf{T} = h_d \rho_d \left(g \cos\alpha + \frac{\mathbf{u}^2}{r} \right) \tan\varphi_{bed} \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} \tag{6}$$

Dans ce dernier cas, le coefficient supplémentaire $k_{actpass}$ est utilisé dans les équations (2) et (3). Il s'agit du coefficient de pression terrestre introduit par Savage et Hutter (1989) puis Iverson et Denlinger (2001) pour prendre en compte l'anisotropie de la pression hydrostatique. Il exprime le rapport entre les contraintes verticales et horizontales d'un écoulement granulaire. Il est calculé en fonction des angles de frottement basal et interne par :

$$k_{actpass} = 2\frac{1^{+}\!\!\diagup\!\!_{-}(1-\cos^2\varphi_{int}(1+\tan^2\varphi_{bed}))^{1/2}}{\cos^2\varphi_{int}} - 1 \tag{7}$$

La signe $^{+}\!\!\diagup\!\!_{-}$ est lié au rapport de contrainte : lorsqu'il est négatif (and k_{actpass} est dit actif) l'écoulement est qualifié de divergent et aura tendance à s'allonger dans la direction de la pente. A l'inverse lorsqu'il est positif (and k_{actpass} est dit passif) l'écoulement est qualifié de convergent et aura tendance à se compresser dans la direction de la pente. A noter que ce coefficient n'intervient que dans la rhéologie de Coulomb. Lorsqu'une autre rhéologie est sélectionnée il est fixé à 1.

Il a été montré cependant que ces deux rhéologies nécessitait un frottement supplémentaire afin de compenser l'absence de viscosité ou pour prendre en compte la dissipation d'énergie due aux collisions (Kelfoun, 2011, 2017 ; Charbonnier et Gertisser, 2012 ; Charbonnier et al., 2013). Dans les deux lois rhéologiques (équation (5) et (6)), le terme de Voellmy, dérivant de la théorie sur les avalanches de neige, peut être ajouté afin de prendre en compte ces frottements supplémentaires (Voellmy, 1955 ; Hutter et Pudasaini, 2007). Ce terme est de la forme : $a_1 \rho_d \|\mathbf{u}\|\mathbf{u}$, où a_1 est appelé coefficient de Voellmy. Le terme de Voellmy est donc directement relié au carré de la vitesse de l'écoulement dense, et peut donc agir pour tout type de rhéologie.

2.4. Schéma numérique

Afin de simuler un écoulement, le code suit un schéma numérique en 3 étapes qui se répète à chaque pas de temps. Dans le modèle, les épaisseurs sont définies au centre des cellules, tandis que les vitesses et les flux sont définis aux bordures des cellules, comme on peut le voir sur la figure 3.19. Les conditions sources nécessaires pour initialiser le système avant les calculs sont définies dans le fichier input. Les calculs s'arrêtent lorsqu'ils ont atteint la durée maximale de calcul. Les 3 étapes sont schématisées sur la figure 3.19 et leur détail est donné dans la suite:

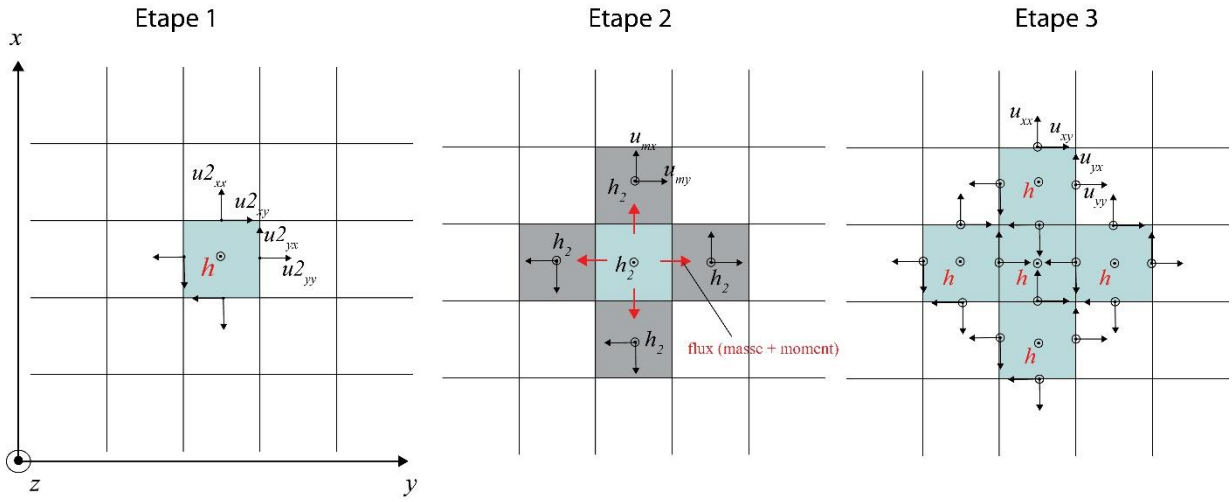


Figure 3.19 : Représentation schématisée des 3 étapes d'un cycle de simulation de VolcFlow sur une grille de 25 cellules où la cellule centrale sert d'exemple. Les vitesses et épaisseurs sont calculées à partir des équations constitutives (1, 2 et 3).

1. Le cycle débute par le calcul des pentes α_x et α_y dans les deux directions. Le rayon de courbure *r* est alors déduit. A partir des valeurs initiales d'épaisseur *h* et des vitesses (u_{xx} et u_{yy}) données par le fichier input, les nouvelles vitesses ($u2_{xx}$ et $u2_{yy}$) sont calculées à partir des équations de conservation de la quantité de mouvement (2 et 3), plus particulièrement à partir des termes [1, 2 et 3].
2. Les flux de quantité de mouvement et de masse sont calculés par les équations (1), (2) et (3) suivant un schéma décentré (*upwind*) prenant en compte les directions de l'écoulement. A partir de ces flux, les nouvelles épaisseurs h_2 et les nouvelles vitesses (u_{mx} et u_{my}) sont déduites au centre des cellules (Fig 3.19).
3. Les vitesses advectées par les flux de quantité de mouvement sont recalculées aux bordures des cellules, toujours suivant un schéma décentré (upwind). Ces nouveaux paramètres (*h*, puis u_{xx} et u_{yy}) constituent les termes sources de l'étape 1 et le cycle peut donc recommencer à partir de ces nouvelles valeurs.

La répétition de ces cycles entraine donc l'étalement de la masse d'épaisseur *h* sur la grille. Sur la figure 3.19, l'étalement est radial puisque la pente est nulle. Lorsque la grille de base est une

topographie numérique, la pente va influencer sur l'étalement de la masse et elle s'adaptera au relief.

2.5. Modification apportée dans cette thèse : la fluidisation

Dans cette thèse, la rhéologie de l'écoulement dense sera investiguée numériquement afin de comprendre son influence sur la genèse de la déferlante. Dans le chapitre 1 nous avons vu que la fluidisation était un mécanisme largement évoqué pour expliquer la grande mobilité des écoulements pyroclastiques mais aucun modèle numérique n'a été développé afin d'investiguer ce mécanisme par simulation numérique. Afin de tester cela, une étude a été réalisée au chapitre 4 pour mettre en évidence l'influence de la pression de fluide interstitiel sur la rhéologie des écoulements denses. Nous allons donc nous intéresser aux modifications qui ont été apportées au code afin de réaliser cette étude.

2.5.1. Advection et diffusion de la pression de fluide interstitiel

Avant cette thèse, VolcFlow ne prenait pas en compte la pression de fluide interstitiel et donc les effets de la fluidisation sur l'écoulement. L'intérêt de cette étude est d'intégrer la pression interstitielle dans le code pour simuler des écoulements fluidisés. Iverson & Delinger (2001) ont développé un modèle analogue pour la simulation des coulées de débris et montrent que la pression de l'eau interstitielle est advectée passivement dans les directions x et y avec l'écoulement mais diffuse aussi simultanément dans la direction z (suivant les lois décrites chapitre 2 pour un milieu statique) et n'est fonction que du temps. Ils décrivent alors une équation d'évolution de la pression interstitielle pour un milieu granulaire en mouvement :

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} u_x + \frac{\partial P}{\partial y} u_y = D \frac{\partial P^2}{\partial^2 z} \tag{8}$$

Avec D le coefficient de diffusion. Le terme de gauche fait référence à l'advection en x et y de la pression interstitielle (Iverson et Denlinger, 2001 ; Monserrat et al., 2012 ; Stilmant et al., 2014). Le terme de droite n'est autre que l'équation de diffusion de la pression selon z en fonction du temps (Eq. 9, chapitre 2). Cependant la résolution de cette équation de diffusion est complexe car la pression de pore évolue sur l'épaisseur de l'écoulement (Roche, 2012) ce qui ne peut être reproduit par l'approche moyennée verticalement. Une solution approchée à partir de la pression interstitielle à la base de l'écoulement P_b a été obtenue à partir des séries de Fourier et sera détaillée dans les annexes du chapitre 4 (Supporting information). Elle est proche

de la solution proposée par Stilmant et al. (2014) pour la simulation d'écoulement de cendres volantes supposées elles aussi être fluidisées par du gaz. A partir de l'équation (8) et de la solution approchée de l'équation de diffusion en Annexe, l'équation constitutive de la pression interstitielle qui a été ajoutée au code s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial P_b}{\partial t} + \frac{\partial P_b}{\partial x} u_x + \frac{\partial P_b}{\partial y} u_y = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 D \frac{P_b - P_s}{h^2} \tag{9}$$

où P_s est la pression à la surface de l'écoulement, soit la pression atmosphérique. L'équation (9) prendre donc en compte l'advection (termes de gauche) et la diffusion verticale (terme de droite) de la pression de gaz interstitielle à la base de l'écoulement.

Cette pression de fluide interstitiel agit sur les contraintes résistantes de l'écoulement, comme nous l'avons vu au chapitre 2, car elle est opposée à la contrainte normale. Suivant cette approche, les angles de frottement basal φ_{bed} et interne φ_{int} sont remplacés par des angles de frottement apparents φ_{bed_app} et φ_{int_app} calculés en fonction de la pression interstitielle P_b par :

$$\tan\varphi_{bed_app} = \left(1 - \frac{P_b - P_s}{\rho g h_d}\right) \tan\varphi_{bed} \tag{10}$$

Les frottements sont alors dépendants de la pression interstitielle. Lorsque cette dernière est équivalente à la pression lithostatique $\rho g h_d$, $\tan\varphi_{bed_app} = 0$, l'écoulement est donc fluidisé et les frottements sont inexistants (c.f. chapitre 2). A l'inverse, si la pression interstitielle est nulle, alors $\tan\varphi_{bed_app} = \tan\varphi_{bed}$ et les frottements sont donc ceux de la rhéologie de Mohr-Coulomb. Lors des simulations, les frottements varieront entre ces deux extrêmes, induisant donc des variations des contraintes résistives.

2.5.2. Apport sur le schéma numérique

Le calcul de la pression interstitielle, et de ses effets sur les contraintes résistives sont ajoutés aux 3 étapes du schéma numérique énoncé dans la partie 2.3 :

(i) Etape 1 : La valeur de *P* fixée par l'utilisateur initialement, est utilisée afin de calculer les angles de frottements φ_{bed_app} et φ_{int_app} ainsi que $k_{actpass}$. Le calcul des vitesses aux bordures ($u2_{xx}$ et $u2_{yy}$) est alors influencé par la pression de fluide.

(ii) Etape 2 : Le flux de pression de fluide s'ajoute aux flux de masse et de quantité de mouvement. La pression est advectée aux nouvelles cellules possédant une masse.

(iii) Etape 3 : Une fois transmise, cette pression est diffusée verticalement suivant le terme de droite de l'équation (9). Une nouvelle valeur de pression de fluide est donc obtenue sur chaque cellule. Elle constitue alors la pression source de l'étape 1 et le cycle peut donc reprendre.

Le code est donc en mesure de simuler un écoulement dense initialement fluidisé (totalement ou partiellement) qui va s'écouler sur la topographie en se défluidisant au court du temps, tout en transportant cette pression à travers l'écoulement. La pression peut être maintenue à la source durant tout l'écoulement pour simuler une alimentation soutenue, ou bien être ponctuelle à l'instant initial comme une quantité de gaz piégée à la formation de l'écoulement qui se défluidise lentement au court de la mise en place.

III. VolcFlow version 2 : modèle à 2 couches

3.1. Modèle physique

Une seconde version du code existe où cette fois-ci la simulation ne comprend pas un mais deux écoulements. Cette version a été initialement développée pour simuler les glissements de terrain et leurs tsunamis associés comme à la Réunion (Kelfoun et al., 2010 ; Giachetti et al. 2011), au Krakatao (Giachetti et al., 2011), ou à Tenerife (Paris et al., 2017). Dans cette version, le glissement de terrain est simulé par un écoulement comme pour la version 1, tandis que l'eau dans lequel le glissement se produit est simulé comme un deuxième écoulement.

Une autre version du code a alors été développée par Kelfoun (2017) afin de simuler plus précisément les deux parties des écoulements pyroclastiques. Dans cette nouvelle version, ils sont simulés en 2 couches, une pour l'écoulement dense et une pour la déferlante, liées entre elles par des lois d'échanges de masse. Une première application concrète du modèle a été réalisée par Kelfoun et al. (2017), en annexe de cette thèse, en reproduisant l'éruption du 5 novembre 2010 du Merapi en Indonésie. Cette version est basée sur un modèle physique simple schématisé sur la figure 3.20 : l'écoulement dense (1ère couche) est simulé sur une topographie suivant différentes lois rhéologiques (frictionnel, plastique). La déferlante (2ème couche), est quant à elle générée à partir de l'écoulement dense par une loi d'échange de masse ϕ_m à travers

une couche limite (couche bleu clair, Fig 3.20). Cette déferlante possède une densité homogène sur l'épaisseur mais qui varie néanmoins au court du temps car elle perd de la masse au fur et à mesure qu'elle se met en place suivant une seconde loi d'échange de masse ϕ_s (loi de sédimentation). Ceci provoque, soit la formation d'un dépôt de déferlante sur le sol, soit la re-sédimentation dans l'écoulement dense et donc sa réalimentation. Les lois d'échanges unissent les deux couches en un seul écoulement et garantissent leur cohésion.

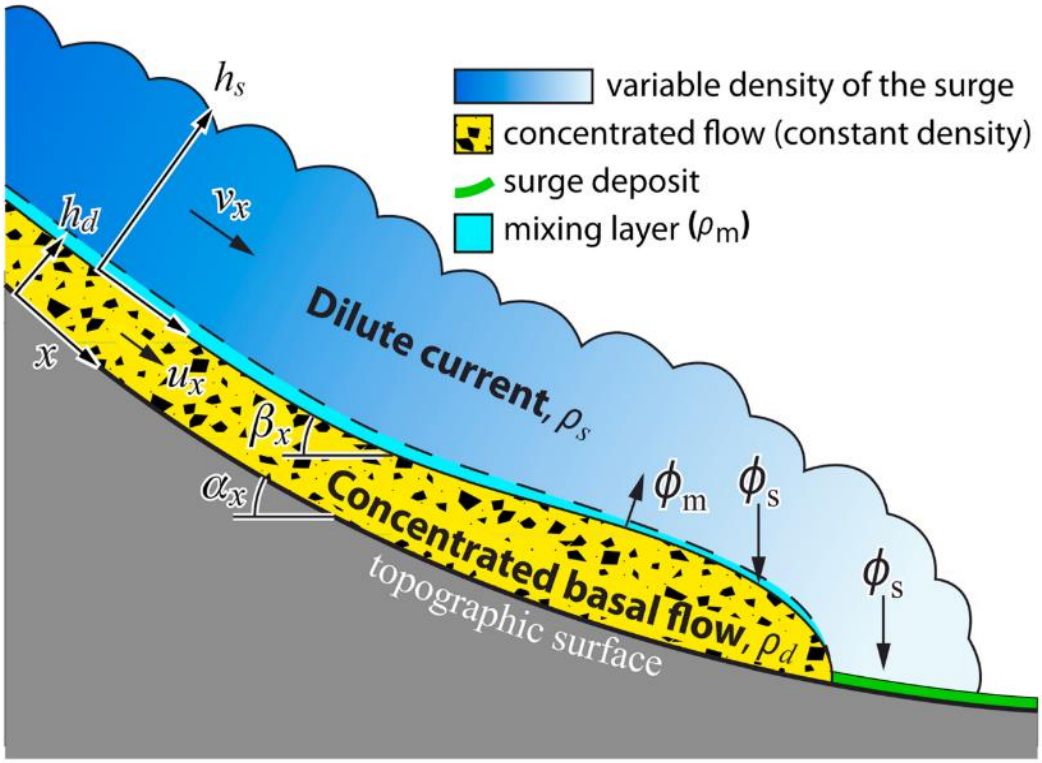


Figure 3.20 : Diagramme schématique du model à deux couches VolcFlow, illustrant le modèle physique : l'écoulement dense (concentrated basal flow) s'écoule sur la topographie et génère la déferlante au-dessus (dilute current) par la loi Φ_m à travers la couche limite (mixing layer). La déferlante sédimente alors suivant la loi Φ_s en formant des dépôts (en vert) ou réalimente l'écoulement dense.

Cette nouvelle version reprend le schéma numérique et l'architecture de la version 1 décrite précédemment, si ce n'est que le code doit cette fois-ci prendre en charge la simulation de deux écoulements simultanément ainsi que des lois d'échanges. Les équations constitutives de chacune des deux parties sont décrites ci-après. Les lois d'échanges de masse sont détaillées dans une partie qui leur est dédiée dans la suite. Les contributions de cette thèse pour cette version seront données dans la dernière section.

3.2. Equations constitutives

3.2.1. Pour l'écoulement dense

De la même manière que pour la version 1, la dynamique de l'écoulement dense est simulée en résolvant les équations de conservation de la masse (10) et de la quantité de mouvement suivant *x* (11) et *y* (12), en prenant en compte cette fois-ci les échanges dus aux lois ϕ_m et ϕ_s :

$$\frac{\partial h_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(h_d u_x\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h_d u_y\right) = \frac{\phi_s - \phi_m}{\rho_d} \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_d u_x\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(h_d u_x^2\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h_d u_x u_y\right) = g h_d \sin\alpha_x - \frac{1}{2} k_{actpass} \frac{\partial}{\partial x}\left(g h_d^2 \cos\alpha\right) + \frac{T_x}{\rho_d} + \frac{\phi_s}{\rho_d} \times v_x - \frac{\phi_m}{\rho_d} \times u_x \tag{11}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_d u_y\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(h_d u_x u_y\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h_d u_y^2\right) = \underbrace{g h_d \sin\alpha_y}_{(1)} \underbrace{- \frac{1}{2} k_{actpass} \frac{\partial}{\partial y}\left(g h_d^2 \cos\alpha\right)}_{(2)} + \underbrace{\frac{T_y}{\rho_d}}_{(3)} + \underbrace{\frac{\phi_s}{\rho_d} \times v_y}_{(4)} \underbrace{- \frac{\phi_m}{\rho_d} \times u_y}_{(5)} \tag{12}$$

L'équation de bilan de masse (10) est donc complétée du terme $\frac{\phi_s - \phi_m}{\rho_d}$ correspondant à la masse perdue ou gagnée sur chaque cellule de l'écoulement dense. Dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (11) et (12) on retrouve les termes [1, 2 et 3] liée à au poids, à la pression hydrostatique et aux contraintes résistives respectivement, complétés là aussi par les apports ou pertes de quantité de mouvement dus aux échanges de masse termes [4] et [5]. $\mathbf{T} = (T_x, T_y)$ correspond aux contraintes résistives de l'écoulement dense et sont calculées de la même manière que pour la version 1 en utilisant les équations (5) et (6).

3.2.2. Pour la déferlante

La déferlante est simulée, tout comme l'écoulement dense, à partir de la résolution des équations de conservation de la masse (13) et de la quantité de mouvement (14) et (15), mais avec deux différences majeures : la densité n'est pas constante mais varie dans le temps et dans l'espace, et sa rhéologie est celle d'un écoulement turbulent. Une 4ème équation donc doit être ajoutée au système afin de calculer le bilan de densité. A noter qu'avec l'approche Saint-Venant, cette densité reste moyennée sur l'épaisseur pour chaque cellule. La déferlante est donc

considérée comme isotherme, incompressible, et homogène sur l'épaisseur, ce qui est en accord avec le modèle de Doyle et al. (2008, 2010). La turbulence est considérée comme suffisamment efficace pour maintenir une concentration en particule homogène sur l'épaisseur. Le système est donc décrit par :

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(h_s v_x\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h_s v_y\right) = \frac{\phi_m}{\rho_m} - \frac{\phi_s}{\rho_s} \tag{13}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_s h_s v_y\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_s v_x v_y\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_s v_y^2\right) = \\ &\left(\rho_s - \rho_a\right) g h_s \sin\beta_y - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\left(\rho_s - \rho_a\right) g h_s^2 \cos\beta\right) + R_y + \phi_m u_y - \phi_s v_y \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_s h_s v_x\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_s v_x^2\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_s v_x v_y\right) = \\ &\underbrace{\left(\rho_s - \rho_a\right) g h_s \sin\beta_x}_{(1)} - \underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\rho_s - \rho_a\right) g h_s^2 \cos\beta\right)}_{(2)} + R_x + \phi_m u_x - \phi_s v_x \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (3) \quad (4) \quad (5) \end{aligned} \tag{15}$$

Pour le calcul de la variation de densité, la quatrième équation constitutive est du type :

$$\frac{\partial \rho_s h_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_s v_x\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_s v_y\right) = \phi_m - \phi_s \tag{16}$$

Ici, c'est le produit $\rho_s h_s$ qui est conservé de manière à ce que la densité suive les variations de l'épaisseur de la déferlante et n'évolue pas de manière indépendante. L'épaisseur étant calculée par l'équation (13), la densité de l'écoulement sur chaque cellule en est alors déduite. Cette équation (16) prend en compte les variations induites par les deux flux de masse ϕ_m et ϕ_s. Lorsque la déferlante est isolée de l'écoulement dense, $\phi_m = 0$, donc la variation de masse locale (sans advection) $\frac{d\rho_s h_s}{dt}$ est égale à $-\phi_s$ et correspond donc à une sédimentation. Lorsque la déferlante est au-dessus de l'écoulement dense, $\phi_m \neq 0$ et donc $\frac{d\rho_s h_s}{dt}$ correspond à un équilibre entre les deux flux, c'est à dire $\phi_m - \phi_s$.

La déferlante est simulée suivant une rhéologie turbulente, cela signifie que les contraintes résistives $\mathbf{R} = (R_x, R_y)$ sont assimilés à des frottements turbulents (Hogg et Pritchard,

2004 ; Hogg et al., 2005 ; Doyle et al., 2008, 2010), comme nous l'avons vu au chapitre 2, et calculés par :

$$\mathbf{R} = -a_2 \rho_s \|\mathbf{v}\| \mathbf{v} \tag{17}$$

où a_2 est une constante empirique.

3.3. Lois d'échanges entre les deux parties

Les termes ϕ_m et ϕ_s sont des flux de masse à proprement parlé. Ils représentent le transfert de masse de l'écoulement dense vers la déferlante pour le premier, et inversement pour le second. Pour ce faire, deux fichiers supplémentaires, un pour chaque loi, sont utilisés pour le calcul de ces flux et implémentés dans le code à l'étape 3 du schéma numérique. Nous allons maintenant nous intéresser à chacun de ces flux.

3.3.1. Flux de masse de l'écoulement dense vers la déferlante

Basé sur le mécanisme de formation de la déferlante à partir de l'écoulement dense (c.f. chapitre 1), le flux de masse de la partie dense vers la partie diluée est décrit par :

$$\phi_m = a_3 . \mathbf{u}^3 \tag{18}$$

où a_3 est un coefficient empirique. Cette loi dérive de la théorie de l'entrainement turbulent de Denlinger (1987 ; c.f. chapitre 1) ainsi que des études d'entrainement des particules par un flux d'air, notamment la « 3rd power law » de Bagnold (1941) redémontrée par différents auteurs (Gillette et al., 1978 ; Tegen et Fung, 1995 ; Xuan, 2004 ; Pye and Tsoar, 2009), et dont nous reparlerons chapitre 6. Dans le code, le transfert de masse s'effectue en 4 étapes, par l'intermédiaire de la couche limite (voir Fig 2.8), via les équations (10), (13) et (16) :

(i) Le transfert de masse (d'épaisseur) de la partie dense vers la couche limite correspond à la perte de masse de l'écoulement dense, soit d'après l'équation (10)

$$\frac{dh_d}{dt} = -\frac{\phi_m}{\rho_d} \tag{19}$$

(ii) La couche limite possède une densité fixe ρ_m. Le transfert de masse (d'épaisseur) de la couche limite vers la déferlante correspond au gain de masse de la déferlante soit d'après l'équation (13)

$$\frac{dh_s}{dt} = \frac{\phi_m}{\rho_m} \tag{20}$$

(iii) La variation de la densité de la déferlante est elle aussi calculée, connaissant la variation de l'épaisseur. Sa variation locale (sans advection ni sédimentation) d'après l'équation (16) nous donne :

$$\frac{d\rho_s.h_s}{dt} = \phi_m \tag{21}$$

(iv) Ainsi, la nouvelle épaisseur h_d de l'écoulement dense est déduite par $h_d = h_d - dh_d$ et celle de la déferlante par $h_s = h_s + dh_s$. De la même manière, la nouvelle densité de la déferlante ρ_s est calculée par $\rho_s h_s = \rho_s h_s + d\rho_s h_s$ puis finalement $\rho_s = \frac{\rho_s h_s}{h_s}$. Ces nouvelles épaisseurs et densités sont alors implémentées dans le code.

3.3.2. Flux de masse de la déferlante vers le sol (sédimentation)

Le flux de masse de la partie diluée vers la partie dense est une loi de sédimentation. Elle est définit comme le débit massique sédimentant à la surface d'une cellule :

$$\phi_s = C_v \, \rho_p \, w_{sed} \tag{22}$$

En remplaçant C_v par $C_v = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_p - \rho_a}$ on obtient :

$$\phi_s = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_p - \rho_a} \, \rho_p \, w_{sed} \tag{23}$$

Or, puisque $\rho_p - \rho_a \approx \rho_p$, l'équation est simplifiée dans une forme plus compacte :

$$\phi_s = (\rho_s - \rho_a).w_{sed} \tag{24}$$

où la vitesse de sédimentation est définie par $w_{sed} = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_g)gd}{3C_d\rho_g}}$ d'après le chapitre 2 (Le Roux, 1993 ; Woods and Bursik, 1991 ; Sparks et al., 1997a) . Comme nous avons vu, la variation locale de densité lorsque la déferlante est isolée s'écrit sous la forme $\frac{d\rho_s h_s}{dt} = -\phi_s$

c'est-à-dire $\frac{d\rho_s h_s}{dt} = -\left(\rho_s - \rho_g\right) w_{sed}$. Selon la direction *x* par exemple, il est donc possible de faire apparaitre la vitesse u_x et l'épaisseur h_s :

$$\frac{d\rho_s h_s}{dx} = -\phi_s \frac{1}{u_x} = -\frac{\left(\rho_s - \rho_g\right) w_{sed}}{u_x} = -\frac{\left(\rho_s - \rho_g\right) h_s w_{sed}}{u_x h_s} \approx \frac{\rho_s h_s w_{sed}}{u_x h_s}$$

Avec $\rho_s h_s$ désignant la masse surfacique, la loi de sédimentation est analogue à la loi de Hazen (1904) décrivant la dynamique de sédimentation d'un écoulement de gravité comme nous l'avons vu chapitre 2, démontrée expérimentalement par différent auteurs (Allen, 1971 ; Woods & Bursik 1994, Woods et al. 1995, 1998, Bursik & Woods 1996). La loi ϕ_s décrit donc une décroissance exponentielle de la masse par unité de surface en fonction de la distance. Dans le code, tout comme pour la formation de la déferlante, le transfert de masse de la partie diluée vers la base (sol ou partie dense) s'effectue à l'étape 3 du schéma numérique. Trois étapes sont nécessaires :

(i) Le transfert de masse de la déferlante vers la base, c'est-à-dire sa sédimentation, s'écrit d'après les équations (13) et (16) :

$$\frac{dh_s}{dt} = -\frac{\phi_s}{\rho_s} \tag{25}$$

$$\frac{d\rho_s h_s}{dt} = -\phi_s \tag{26}$$

(ii) La perte de masse constituera un dépôt si la déferlante est isolée, ou correspondra à un gain de masse dans l'écoulement dense si elle est au-dessus. D'après l'équation (10) le gain de masse de la partie dense sera calculée par :

$$\frac{dh_d}{dt} = \frac{\phi_s}{\rho_d} \tag{27}$$

(iii) De la même manière que la section précédente, les épaisseurs h_s et h_d (si nécessaire) sont recalculées par les gains ou pertes selon $h_d = h_d + dh_d$ et $h_s = h_s - dh_s$. Il en va de même pour la densité ρ_s déduite d'après $\rho_s h_s = \rho_s h_s - d\rho_s h_s$ puis finalement $\rho_s = \frac{\rho_s h_s}{h_s}$. Ces nouvelles épaisseurs et densités sont là aussi implémentées dans le code et un nouveau cycle de calcul pourra recommencer.

3.4. Modifications apportées : rhéologie de la partie dense

3.4.1. Ajout de la fluidisation

Suite à la modification de la rhéologie de l'écoulement dense dans la version 1 de VolcFlow afin de tester l'influence de la pression de fluide interstitiel, les modifications sont rééditées sur cette version à deux couches. Seule la partie dense est concernée par les modifications : l'advection et la diffusion de la pression de fluide interstitielle à la base est ajoutée (équation constitutive (9)), accompagnée par le calcul des angles de frottements à partir de cette pression (équation (10)). Le même schéma numérique s'applique donc. La pression de fluide interstitiel modifie le comportement physique de l'écoulement dense, et par conséquent la mise en place de la déferlante puisqu'elle est générée par ce dernier. Une étude numérique sera réalisée chapitre 7 afin de mesurer l'influence de ce mécanisme sur la mise en place d'un écoulement pyroclastique.

3.4.2. Rhéologie frictionnelle à coefficient de frottement variable

Le chapitre 2 a mis en évidence l'évolution des connaissances sur le comportement physique des écoulements granulaires. Il semblerait donc qu'aujourd'hui, le comportement frictionnel Mohr-Coulomb soit trop simpliste pour décrire la rhéologie de tels écoulements. En effet, la loi rhéologique $\mu(I)$ semble plus adaptée (Pouliquen et Forterre, 2002 ; GDR MiDi, 2004 ; Jop et al., 2006 ; Forterre et Pouliquen 2008). Dans cette loi, le coefficient de frottement n'est pas constant comme pour Mohr-Coulomb, mais variable durant la mise en place suivant le nombre d'inertie *I* (c.f. chapitre 2) :

$$\mu(I) = \frac{\mu_2 - \mu_s}{1 + I_0 / I} + \mu_s \tag{28}$$

Ce nombre n'étant pas aisé à calculer dans le cas d'un écoulement pyroclastique, une loi analogue proposée par Lucas et al., (2014) décrivant le même mécanisme a été préférée pour prendre en compte un coefficient de frottement variable dans VolcFlow. Lucas et al., (2014) indiquent que les glissement de terrains de grands volumes sont suspectés d'exhiber ce type de rhéologie où le coefficient de frottement est diminué. Les auteurs montrent que le coefficient de frottement est fonction de la vitesse de l'écoulement **u**, elle-même proportionnelle à *I*. Ce coefficient de friction diminué, exprimé ici sous la forme d'angle de frottement φ_{bed} pour VolcFlow, s'écrit alors :

$$\tan\varphi_{bed} = \frac{\mu_0 - \mu_w}{\left(1 + \|\mathbf{u}\| / U_w\right)} + \mu_w \tag{29}$$

où μ_w représente le coefficient de frottement initial (correspondant à l'angle de repos du matériel lorsque $\|\mathbf{u}\| = 0$), μ_0 est le coefficient de frottement minimal ($\tan\varphi_{bed}$ tend vers μ_0 lorsque la vitesse est très grande) et U_w est la vitesse de glissement (Lucas et al., 2014). Ce modèle décrit uniquement les frottements basaux et ne prend pas en compte les frottements internes (φ_{int}) qui sont considérés comme isotropes (φ_{int} = 0). Ce type de rhéologie de l'écoulement dense sera testé dans une étude chapitre 5 afin de reproduire l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat, au côté de la rhéologie Mohr-Coulomb et de la rhéologie plastique. De cette manière, l'écoulement dense sera simulé suivant les principales rhéologies proposées, permettant de comparer les résultats obtenus et de discuter sur la compatibilité de ces rhéologies pour la simulation des écoulements pyroclastiques.

Chapitre 4 : Etude numérique de l'impact de la pression de fluide interstitiel dans l'écoulement dense

Présentation générale

Dans les cas des écoulements de faibles volumes, les déferlantes sont soupçonnées de se former à partir de l'écoulement dense. Ainsi, leurs mécanismes de formations sont dépendants de la dynamique de l'écoulement dense. Or la rhéologie de ces écoulements est toujours débattue aujourd'hui. Nous allons donc nous intéresser dans un premier temps à la compréhension du comportement des écoulements denses. Nous avons vu dans le chapitre 1 que les écoulements denses sont particulièrement mobiles et capables de parcourir de longues distances, même sur de faibles pentes. La réduction des frottements due à une forte pression de fluide interstitiel dans ces écoulements est le mécanisme proposé pour expliquer cette grande mobilité, mais il n'a pas encore été démontré numériquement. Ce chapitre s'intéresse donc à l'étude de l'impact de la pression de fluide interstitiel sur la dynamique de l'écoulement dense, par modélisation numérique. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans le journal *Geophysical Research Letter*, dont un rapide résumé est donné dans la suite.

Afin d'étudier la fluidisation des écoulements pyroclastiques, le modèle numérique VolcFlow a été adapté à la simulation d'un écoulement granulaire fluidisé, comme présenté dans la méthodologie au chapitre précédent. Une forte pression de fluide est fixée initialement et diminue avec le temps lorsque le mélange gaz-particules se propage. Tout d'abord, pour s'assurer du bon fonctionnement, une validation du modèle est effectuée en reproduisant des expériences de laboratoire. Il s'agit des expériences de rupture de barrage dans lesquelles les caractéristiques d'écoulements granulaires secs puis initialement fluidisés sont mesurées (c.f. chapitre 2), et reproduits numériquement. Suite au succès de cette première étape, le code a été appliqué pour la simulation des écoulements denses sur une topographie simplifiée, en tentant de reproduire la terminaison des écoulements pyroclastiques du volcan Lascar (éruption de 1993, Chili). Afin de mieux mettre en évidence l'effet de la pression, la même simulation a été réalisée avec deux autres rhéologies proposées pour les écoulements denses, la rhéologie plastique et la rhéologie de Coulomb. La simulation a reproduit la distance de parcours ainsi que les caractéristiques morphologiques des dépôts, à savoir des levées latérales, un chenal central et un front en lobe. Ces résultats viennent alors soutenir l'hypothèse du rôle de la pression interstitielle dans les écoulements denses pour expliquer à la fois le comportement liquide des écoulements et la formation de levées latérales. En perspective de cette étude, le développement du modèle numérique sera poursuivi au chapitre 7 afin d'étudier la répercussion de ces changements dans la dynamique de l'écoulement dense sur la formation de la déferlante.

AGU PUBLICATIONS

Geophysical Research Letters

RESEARCH LETTER
10.1002/2017GL072591

Key Points:
- The effect of pore pressure is considered to model pyroclastic flows with Coulomb rheology
- The numerical model is validated by comparing with experiments and is applied to simulate real pyroclastic flows
- Pore pressure diffusion provides a possible explanation for levée formation in pyroclastic flows

Supporting Information:
- Supporting Information S1

Correspondence to:
V. Gueugneau,
v.gueugneau@opgc.univ-bpclermont.fr

Citation:
Gueugneau, V., K. Kelfoun, O. Roche, and L. Chupin (2017), Effects of pore pressure in pyroclastic flows: Numerical simulation and experimental validation, *Geophys. Res. Lett.*, *44*, doi:10.1002/2017GL072591.

Received 12 JAN 2017
Accepted 22 FEB 2017
Accepted article online 25 FEB 2017

©2017. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Effects of pore pressure in pyroclastic flows: Numerical simulation and experimental validation

V. Gueugneau[1], K. Kelfoun[1], O. Roche[1], and L. Chupin[2]

[1]Laboratoire Magmas et Volcans, Université Clermont Auvergne-CNRS-IRD, OPGC, Campus Universitaire des Cézeaux, Aubière, France, [2]Laboratoire de Mathématiques Blaise Pascal, Université Clermont Auvergne-CNRS, Campus Universitaire des Cézeaux, Aubière, France

Abstract Pyroclastic flows are mixtures of volcanic gases and particles that can be very hazardous owing to their fluid-like behavior. One possible mechanism to explain this behavior is the reduction of particles friction due to the internal gas pore pressure. To verify this hypothesis, we present a numerical model of a granular flow with high initial pore pressure that decreases with time as the gas-particle mixture propagates. First, we validate the model by reproducing laboratory experiments. Then, the numerical code is applied to pyroclastic flows of Lascar volcano (1993 eruption, Chile). The simulation reproduces the runout and the morphological features of the deposits, with lateral levées, a central channel, and a lobate front. Our results support the hypothesis of the role of gas pore pressure in pyroclastic flows and explain both the fluid-like behavior of the flows and the formation of lateral levees.

1. Introduction

Pyroclastic flows are common in volcanic environment and are formed by the collapse of a lava dome [e.g., *Cole et al*., 1998] or of an eruptive column [e.g., *Sparks and Wilson*, 1978]. They consist of a dense hot mixture of solid particles and volcanic gases, which is overridden by a dilute turbulent ash cloud [*Druitt*, 1998, *Branney and Kokelaar*, 2002, *Sulpizio et al*., 2014; *Dufek*, 2016]. Pyroclastic flows can propagate in a fluid-like manner, and the largest flows may have velocities of tens of meters per second and runout distances up to 100 km, even on subhorizontal slopes [*Roche et al*., 2016]. These flows can damage buildings and infrastructures, and they represent the first cause of death in volcanic environments [*Blong*, 1984]. Therefore, a robust forecasting of their related hazards is essential.

Despite numerous studies, the physics of pyroclastic flows is still debated [*Sparks*, 1976; *Wilson*, 1984; *Battaglia*, 1993; *Palladino and Valentine*, 1995; *Lube et al*., 2007; *Kelfoun et al*., 2009; *Kelfoun*, 2011; *Dufek*, 2016; *Roche et al*., 2016; *Breard and Lube*, 2017]. On one hand, the long runout distances of pyroclastic flows suggest a fluid-like behavior caused by a mechanism that severely reduces intergranular stresses. Several authors have attributed this behavior to high interstitial gas pore pressure that reduces the interparticle frictions in the granular mixture [*Sparks*, 1978; *Wilson*, 1984; *Druitt et al*., 2004, 2007; *Roche*, 2012; *Bareschino et al*., 2008]. On the other hand, some pyroclastic flow deposits have structures like lateral levées and steep front lobes typical of frictional granular materials [*Rowley et al*., 1981; *Lube et al*., 2007], which suggests that friction reduction caused by high interstitial gas pore pressure, if occurring, may not operate spatially and/or temporarily through the entire flow mass.

We investigate here the effect of interstitial gas pressure on the dynamics of pyroclastic flows. We first develop a depth-averaged model of a granular flow with pore pressure that decreases according to a diffusion law. In the following we use the terms "flow with pore pressure" and "dry flow" to indicate that the pore pressure is higher or equal to the atmospheric pressure, respectively. We validate the model by reproducing the results of laboratory experiments. Finally, we simulate the emplacement of pyroclastic flows at a real scale and show that the model simulates both high flow mobility and deposit morphology similar to that of natural deposits.

2. Granular Flows and Fluidization Mechanism

2.1. Gas Pore Pressure and Fluidization

A granular flow is an assemblage of solid particles which can move independently from one another. The kinetic energy of a dense granular flow is lost essentially through the shear stress between the flow

particles as well as between the flow base and the surface on which the particles propagate [*Pouliquen and Forterre*, 2001; *GDR MiDi*, 2004]. For a dry granular flow over a flat horizontal surface, the frictional shear stress τ at any depth H can be described as a first approximation by a Coulomb law:

$$\tau = \rho g H \tan\delta, \tag{1}$$

where ρ is the flow density, g is the gravity, and δ is the friction angle of the material. We distinguish the internal friction angle $\delta = \delta_{\text{int}}$, between the particles themselves and the basal friction angle $\delta = \delta_{\text{bed}}$ and between the particles and the surface on which they flow. These angles are often assumed to be constant even if they may vary by a few degrees according to the velocity and the thickness of the flow (see the works on the $\mu(I)$ rheology [*Pouliquen and Forterre*, 2001]).

If the granular medium has gas pore pressure higher than the atmospheric pressure, the pressure gradient causes the gas to escape. The gas motion generates a drag force on the particles that can counterbalance their weight and, consequently, can lower the interparticles frictions. Assuming that the pressure gradient is vertical, integrating it from the flow surface to a given depth H in the flow gives

$$\tau = (\rho g H - (P - P_s))\tan\delta \tag{2}$$

where P is the pore fluid pressure at the depth H and P_s is the pressure at the flow surface (in this study the atmospheric pressure, $P_s = P_{\text{atm}}$). In the following, to simplify the writing, we use apparent friction angles ϕ that are defined as follows:

$$\rho g H \tan\phi = (\rho g H - (P - P_s))\tan\delta \quad \text{so that } \tan\phi = \left(1 - \frac{P - P_s}{\rho g H}\right)\tan\delta \tag{3}$$

We use ϕ_{int} and ϕ_{bed} for the internal and basal apparent friction angles, respectively. If the pressure gradient $P - P_s$ equals the lithostatic pressure $\rho g H$, the frictional stress is zero ($\tau = 0$) as well as the apparent friction angles ($\phi_{\text{int}} = \phi_{\text{bed}} = 0$), and the granular medium is said to be fluidized.

2.2. Pore Pressure Variation

Because the gas escapes, the initial pore pressure decreases progressively to the ambient pressure P_{atm}. The evolution of the gas density along the vertical axis z with time t can be solved from both an equation of mass conservation (4) and the Darcy's law (5) [*Yilmaz et al*., 1994]:

$$\frac{\partial\left(\rho_g \varphi\right)}{\partial t} + \frac{\partial\left(\rho_g \varphi v\right)}{\partial z} = 0 \tag{4}$$

$$\varphi v = -\frac{k}{\mu}\frac{\partial P}{\partial z} \tag{5}$$

where ρ_g is the gas density (kg m^{-3}), φ the gas volume fraction, v the vertical velocity of the gas through the granular material (m s^{-1}), k the hydraulic permeability (m^2), and μ the dynamic viscosity of the gas (Pa s).

Using equations (4) and (5) and the ideal gas law, the pressure decrease at any depth can be simulated using a simple diffusion equation (see *Yilmaz et al*. [1994] and *Montserrat et al*. [2012] for details):

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \tag{6}$$

where D is the diffusion coefficient of the gas through the granular medium. This coefficient depends on the characteristics of the particles and of the interstitial fluid, here assumed to be air, so that [*Iverson*, 1997]:

$$D = \frac{k}{\varphi\mu\beta} \tag{7}$$

with β the gas compressibility (Pa^{-1}). We consider hereafter that β is constant because the range of pressure in our experiments (section 4) is relatively small (101,300 Pa to 104,243 Pa, i.e., difference $<3\%$).

Because we use a depth-averaged approach in our numerical code (presented in section 3), we have to use a form of equation (6) compatible with our averaging. Then, at the base ($z = 0$) of the granular material of thickness h, the basal pressure P_b can be approached by

$$\frac{\partial P_b}{\partial t} = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 D\frac{(P_b - P_s)}{h^2}\ , \tag{8}$$

The detailed derivation of equation (8) from equation (6) is presented in the supporting information. A similar approach was already proposed by *Iverson and Denlinger* [2001] for water in mudflows, the main differences being the water incompressibility and density. Note that this is also close to the approach of *Stilmant et al.* [2014] for simulation of ash coke flows. However, equation (8) is slightly different than their solution that uses a coefficient $2D$, instead of $\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 D$ (see supporting information).

3. Numerical Modeling

We simulate the flow emplacement by solving the equations of mass conservation and momentum balance with a depth-averaged approach:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(hu) + \frac{\partial}{\partial x}\left(hu^2\right) = -\frac{1}{2}k_{\text{actpass}}\frac{\partial}{\partial x}\left(gh^2\right) - gh\tan\varphi_{\text{bed}}\frac{u}{\|u\|} \tag{10}$$

where h is the flow thickness, u is the flow velocity, and $k_{actpass}$ is the earth pressure coefficient, which accounts for pressure anisotropy and is affected by the pressure gradient through the values of the apparent friction angles φ_{int} and φ_{bed} so that

$$k_{\text{actpass}} = 2\frac{1 \pm \left[1 - \cos^2\varphi_{\text{int}}(1 + \tan^2\varphi_{\text{bed}})\right]^{1/2}}{\cos^2\varphi_{\text{int}}} - 1. \tag{11}$$

The sign ± is related to the horizontal and vertical stresses in the flow: negative (and k_{actpass} active) where the flow is divergent and positive (and k_{actpass} passive) where it is convergent (see *Savage and Hutter* [1991] for more details).

The effect of the slope is not taken into account here because the flow propagates on a horizontal base, as in the laboratory experiments (see section 4). The basal pore pressure diffuses and is advected [*Iverson and Denlinger*, 2001] with the granular mass through another balance equation:

$$\frac{\partial P_b}{\partial t} + \frac{\partial P_b}{\partial x}u = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 D\frac{P_b - P_s}{h^2}. \tag{12}$$

To solve equations (9)–(12), we have modified the numerical code VolcFlow (see *Kelfoun and Druitt* [2005] for details) to advect the pore pressure, to calculate the decrease of pore pressure according to a diffusion law (equation (12)), and to take into account both the influence of the pressure on the friction angles (equation (3)) and their effect on the flow dynamics (equations (10) and (11)).

4. Laboratory Experiments

We have validated our numerical results with a series of dam-break experiments with glass beads of 80 μm diameter and a density of 2500 kg m^{-3}, and bulk density (i.e., for beads and interstitial air) of about 1500 kg m^{-3}. The beads were released from a reservoir by rapid gate opening, which created a flow in a horizontal channel (see details on the experimental device in *Roche* [2012]). We considered flow with initial high pore pressure ($P_b = \rho gh + P_{\text{atm}}$) or dry flows ($P_b = P_{\text{atm}}$). To generate flows with initial high pore pressure, an air flux was injected at the minimum fluidization velocity through a porous plate at the base of the reservoir, i.e., $\delta_{\text{int}} = \delta_{\text{bed}} = 0$ according to equation (2). The small size of the beads conferred a hydraulic permeability of ~10^{-11} m^2, which was sufficiently small at the laboratory scale to allow for slow pore pressure diffusion [*Roche*, 2012]. The initial thickness H_r of the granular column in the reservoir was 10 cm or 20 cm and the initial length L_r was 20 cm. We restricted our study to relatively small thicknesses ($H_r \leq L_r$), which permitted to use the depth-averaged approach in our simulations. The experiments were recorded with a high-speed video camera to measure both the flow front position with time and the shape of the deposit. The flows emplacement followed three distinct phases (acceleration, constant velocity, and deceleration) typical of dam-break granular flows [e.g., *Lube et al.*, 2007, *Roche et al.*, 2008].

5. Comparison Between Simulations And Experiments

5.1. Input Parameters of the Model

The input parameter values of the numerical model are those of the experiments: the bulk density of the air-particle mixture is $\rho = 1500\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, and the internal and basal friction angles without pore fluid pressure are, respectively, $\delta_{int} = 24°$ (maximum slope of a pile of glass beads at rest) and $\delta_{bed} = 19°$ (angle of slope needed for a layer of glass beads glued on a rigid plate to slide on the smooth experimental basal surface). There is no free parameter in the model, the only incertitude being the exact value of the diffusion coefficient, D, for pore pressure flows. Experimental measurements on defluidizing static granular columns of the same particles as we consider here by *Roche* [2012, Figure 5] show that the experimental diffusion coefficient, D_e, is of the order of $0.01\,\mathrm{m^2\,s^{-1}}$ and is related to the bed heights in the reservoir for values of H_r considered in the present study (<0.2 m). Moreover, it is important to note that the diffusion coefficient in a flowing granular mixture could be different from that in a static bed because of continuous rearrangement of the particles. It is why we have estimated the best mean value of the diffusion coefficient by fitting the results of the simulations with that of the experiments.

In all our simulations the duration of the acceleration phase is negligible compared to that of both the constant velocity and deceleration phases (Figure 1). It is likely that the acceleration phase in the experiments was influenced by the duration of gate opening (<0.1 s), which is instantaneous in the simulations. For this reason, the numerical results of Figure 1 are shifted to take into account the duration of gate opening in the experiments, which was measured accurately in the high-speed videos.

5.2. Dry Flows

Dry flows (i.e., pore pressure equal atmospheric pressure) slow down rapidly to form a wedge-shaped pile of beads with a more or less pronounced upward concave shape (Figure 1). The simulations reproduce well both the front kinematics and the deposit morphology, though the simulated flow duration and runout are a bit longer than in experiments (3–4%). For $H_r = 0.1$ m, only the part of the column close to the gate is set in motion, while the part behind remains static. The simulated deposit is slightly thinner (5%) than the experimental one close to the position of the gate. In contrast, for $H_r = 0.2$ m, all the initial mass at the top of the column flows and the deposit in the simulations is very close to that in experiments. We recall that in these simulations, all the input parameters of the model equal the experimental values and that there is no adjustable parameters. Small differences between the model and the experiments might be related to the depth-averaged approach chosen.

5.3. Flows With Initial Pore Pressure

In these experiments, the granular column is totally fluidized before release in order to produce flows with high initial pore pressure. The granular flows spread as inviscid fluids [*Roche et al.*, 2008] in the channel and loose pore pressure according to a pore pressure diffusion law (equation (6)). Hence, they travel a longer distance than their dry counterparts with the same initial geometry, and they decelerate once the pore pressure is low and the friction counteracts motion (Figure 1). In simulation, we use the same initial conditions as in experiments in the reservoir ($P_b = \rho g h + P_{atm}$, $\phi_{int} = \phi_{bed} = 0$). Results show the flow front kinematics in the experiments and simulations are very close for both $H_r = 0.1$ m and 0.2 m (Figure 1). To reproduce numerically the experiments, the best fit values of D are $0.004\,\mathrm{m^2\,s^{-1}}$ for $H_r = 0.1$ m and $0.02\,\mathrm{m^2\,s^{-1}}$ for $H_r = 0.2$ m, in agreement with empirical values reported by *Roche* [2012] for defluidizing static columns of the same material. There are two possible competing processes related to the flow thinning: on one hand, thinning at constant pore pressure favors the fluid-like behavior because it decreases the lithostatic pressure ($\rho g h$) and the particles can be supported by the pore pressure gradient (see equation (2)). On the other hand, thinning causes faster loss of pore pressure (see equation (8)). Flow deceleration, however, suggests that the effect of pore pressure loss becomes dominant during propagation. The model shows that the granular interactions increase more rapidly at the front where the flow is thinner, and this rapidly causes halting of the granular mass (see supporting information). This phenomenon propagates rearward, from the front toward the initial column position.

Though the lengths of the deposits in the simulations are very close to that in the experiments, the shapes of the deposits reveal significant differences, in contrast to dry flows. In fact, at both $H_r = 0.1$ m and 0.2 m in the experiments the deposit reveals a bulge immediately beyond the gate at the entrance of the channel (Figure 1). In contrast, in the numerical simulations, more material was transported downstream, which results

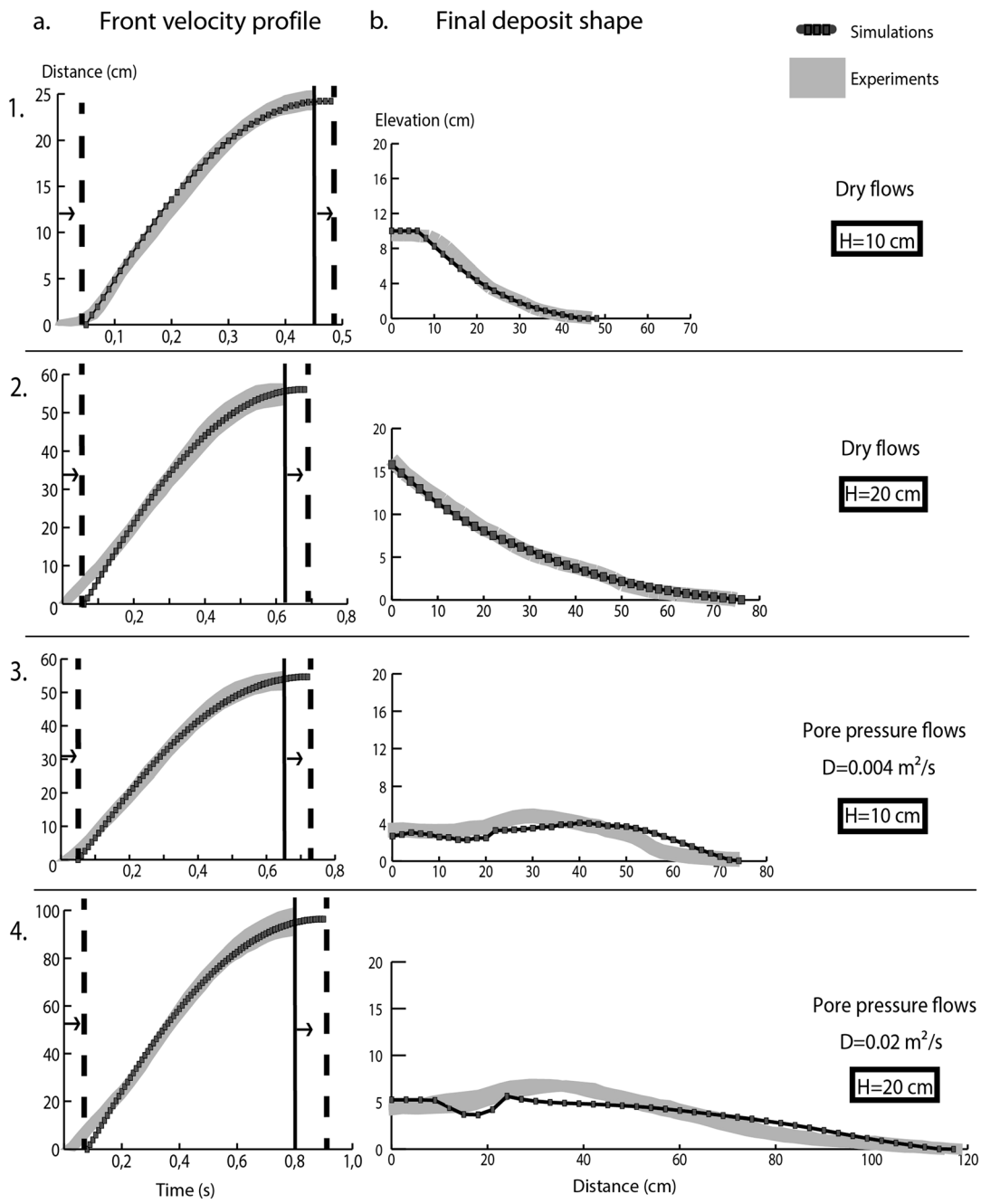


Figure 1. Flow front kinematics (a) and final shape (b) of deposits for experiments and simulations (see legend). Initial bed thicknesses H_r are (a1 and b1 and a3 and b3) 0.1 m and (a2 and b2 and a4 and b4) 0.2 m. Parameters in the simulations are the bulk flow density of 1500 kg m^{-3}, internal friction angle of 24°, and basal friction angle of 19°. Fitted diffusion coefficients are $D = 0.004$ m^2 s^{-1} for $H_r = 0.1$ m and $D = 0.02$ m^2 s^{-1} for $H_r = 0.2$ m. The experimental data represent the range of results obtained for six experiments. For the front kinematics, each simulation curve is shifted by 0.06–0.1 s to the right to account for delays caused by gate opening.

in a bulge located close to the front of the deposit. However, the main morphological deposit characteristics are correctly reproduced by the simulations.

6. Application to Natural Flows

Our new numerical model is now applied to test its ability to simulate natural pyroclastic flows, especially pumice flows of relatively small volume ($<10^6$ m^3) whose deposits are characterized by terminal lobes with

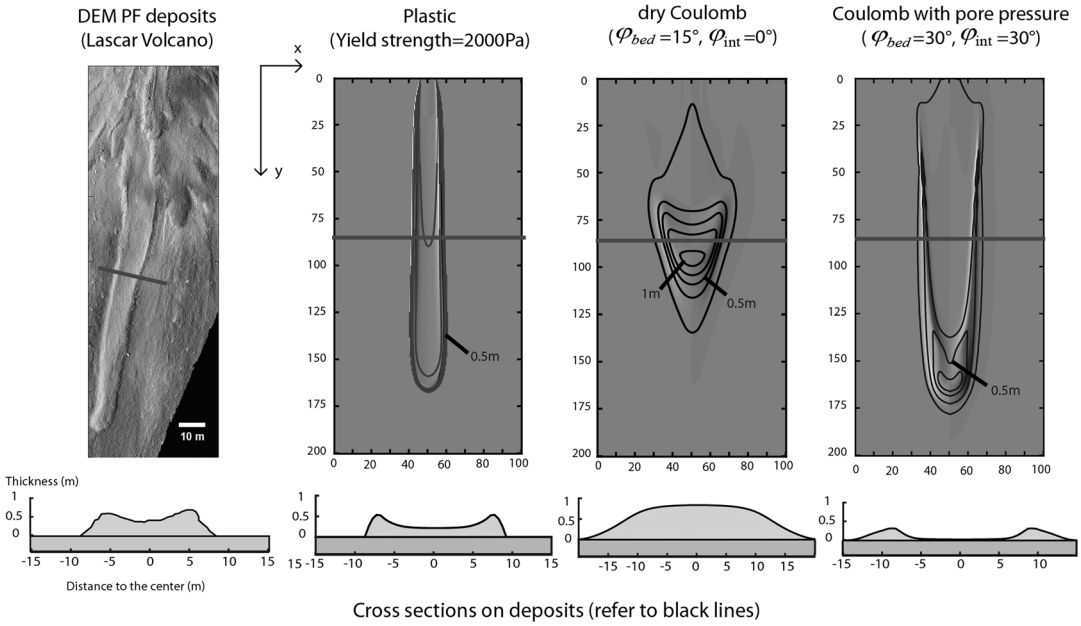


Figure 2. Results of 3-D simulations for the three models: dry Coulomb law and Coulomb low including pore pressure and plastic behaviors. The simulations are made with the same initial conditions (Table 1). For each case, rheological parameters in the code are adapted to find the best simulation regarding Lascar deposits. Results are presented as a topographic map of deposits with contour lines. Cross sections of deposits (below each simulation) highlight the levées. The simulations can be compared to the digital elevation model of real pyroclastic flow deposits from (first panel) 1993 Lascar eruption.

lateral levées and a smooth front. We consider the well described pumice flow deposits of the 1993 Lascar eruption in Chile [*Sparks et al*., 1997; *Jessop et al*., 2012]. For the simulation, equations (9)–(12) are now solved in *x* and *y* directions (the direction of the flow is parallel to *y*), adding the slope and curvature effects, using the equations of *Kelfoun and Druitt* [2005]. The slope angles of the studied area of Lascar volcano decreases from 12° to 6° [*Jessop et al*., 2012]. We fit this topography with a simple exponential law, to ensure that the deposit morphology reproduced by the model is not caused by the underlain topography that includes the 1993 pumice flow deposits. We then simulate a pyroclastic flow with our new model described above. Figure 2 compares the results obtained with a Coulomb law including pore pressure to two behaviors used previously for the simulation of pyroclastic flows: a dry Coulomb law [*Saucedo et al*., 2005] and a plastic rheology [*Kelfoun et al*., 2009; *Kelfoun*, 2011]. The physical parameters (flow density, volume, initial velocity, slope angle, and specific parameters) for each simulation are listed in Table 1.

For each case we obtain a well-defined deposit morphology. As already reported by *Kelfoun* [2011], the dry Coulomb behavior cannot form a channel with lateral levées in the range of natural gentle slopes (12° to 6°) for natural friction angle (15°). The plastic behavior is able to form realistic levée-channel morphologies [*Kelfoun*, 2011], but the frontal lobe is less pronounced than in the field [*Jessop et al*., 2012]. The Coulomb behavior with pore pressure is able to simulate both the long travel distances on gentle slopes and the levée-channel morphology. This morphology is formed for a large range of initial pore pressure (from 10% to 100% of the lithostatic pressure, see supporting information). The simulation that best fits the Lascar deposits (Figure 2) is obtained for a diffusion coefficient $D = 0.005\ m^2\ s^{-1}$ and for an initial pore pressure of 60% of the lithostatic pressure (details in supporting information).

The deposit morphology is strongly related to the decrease of pore pressure. For a dry granular flow, levées can be formed on slopes close to the friction angles due to an increase of friction at the margins of the flow [*Mangeney et al*., 2007] and because at the edges the driving stresses induced respectively by the weight (downslope) and the flow thickness (lateral spreading) are not in the same direction [see *Kelfoun*, 2011]. For a flow with high pore pressure, the levée-channel morphology is more pronounced because the flow edges, thinner than the flow body, lose pore pressure more rapidly. Hence, resistance to motion is more important at the lateral edges where the granular material becomes static and form the levées. In contrast, the material in the central channel between the edges maintains a relatively high pore pressure, which

Table 1. Input Parameters for the Simulations in Figure 2[a]

	Common Input Parameters		
	Model	Nature [*Jessop et al.*, 2012]	
Density	1500 kg m^{-3}	1500 kg m^{-3}	
Volume	750 m^3	500–1500 m^3	
Slope	12°–6°	12°–6°	
Initial velocity	0–15 m s^{-1}	5–15 m s^{-1}	
	Specific Parameters		
	Pore Pressure	Dry Coulomb	Plastic
Diffusion coefficient	0.005 m^2 s^{-1}	-	-
Internal friction angle	27°	-	-
Basal friction angle	30°	15°	-
Yield stress	-	-	2000 Pa

[a]The upper part refers to input parameters common to all simulations for the three rheological behaviors. The lower part refers to input parameters specific to each behavior.

favors flow motion. When the supply ceases, the material with high pore pressure in the central channel is drained, the front decelerates, and the material accumulates rearwards, hence forming a well-defined frontal lobe and levée-channel morphology.

7. Discussion

7.1. Experimental Validation

Our model reproduces the kinematics and the geometry of the deposits of flows with or without initial pore pressure at the laboratory scale. We can conclude that the model captures the main physics of our experimental granular flows. This demonstrates also that the depth-averaged approach is well suited for reproducing the emplacement of flows with initial pore pressure to the first order, even for initial aspect ratios (H_r/L_r) close to 1.

In detail, a clear discrepancy exists between the shape of the deposits in the model and that in the experiments. The deposits in simulations are thicker than in the experiments close to the front, whereas they are thinner close to the initial reservoir (Figure 1). This might be caused by the depth-averaged approach that cannot reproduce the late injection of particles from the reservoir at the end of the experiments when the bed is thin.

7.2. Implications for Pyroclastic Flows

The good agreement between the model and the experimental results is promising for the simulation of pyroclastic flows. The model is able to reproduce the emplacement of experimental granular flows with initial H_r/L_r ratios lower than or equal to 1. Natural pyroclastic flows are long (several kilometers) and thin (some dm/m) and their H_r/L_r ratio is clearly lower than 1. Moreover, our simulations of granular flows with initial pore pressure use a physically explained rheological behavior to reproduce the main characteristics of the 1993 Lascar pyroclastic flow deposits: a levée-channel morphology, a frontal lobe (better reproduced than by considering any other rheological laws) and an ability to flow even on small slopes between 12° to 6°. The shapes and dimensions of both the channel and levées are correctly reproduced (see Figure 2). One exception is the depth of the channel, which is nearly emptied in our model. This could be due to phenomena that are not taken into account in the model such as deposit aggradation or particle segregation that changes the material permeability and hence the pore pressure diffusion timescales [e.g., *Girolami et al.*, 2010; *Roche*, 2012].

The levée-channel morphology was obtained earlier experimentally and numerically in granular flows without pore pressure [e.g., *Mangeney et al.*, 2007; *Kokelaar et al.*, 2013]. *Kokelaar et al.* [2013] and *Mangeney et al.* [2007] have also shown that particle segregation in a polydisperse flow can facilitate the development of the levée-channel morphology, which causes increase of the runout. However, to form a flow and to create levées, the slope angle must be high (between 27° and 29°) and close to the friction angle of the particles. This is significantly higher than the natural range of slopes (generally less than 10°) such as those we considered here. *Johnson et al.* [2012] have reproduced levées on a horizontal surface in experiments with water-saturated mixtures, suggesting that processes similar to that in gas-particles flows may operate.

Kelfoun [2011] have reproduced a levée-channel morphology on realistic slopes considering a plastic rheology. The limit of the plastic model, however, is that its origin is not physically explained. The novelty of our model relies on well-established physics and shows that a granular flow has a long runout and forms a levée-channel morphology even on very gentle slopes when initial pore pressure is accounted for.

8. Conclusion

Our model is able to reproduce laboratory experiments of granular flows with initial pore pressure as well as the main characteristics of real pyroclastic flows deposits of moderate volume. It shows that a levées-channel morphology can be obtained on gentle slopes below the material friction angle with a Coulomb rheology if the gas pore pressure is taken into account. Gas pressure confers a fluid-like behavior to most of the granular mass, while it diffuses rapidly at the flow margins where static levées form. Though the ability of the model to reproduce natural pyroclastic flows must be compared with other natural field cases to test its limits, our results provide interesting perspectives for a better assessment of volcanic hazards related to pyroclastic flows.

Acknowledgments
We thank Greg Valentine for his positive and useful comments on this work. We are also grateful for insightful and constructive comments provided by an anonymous reviewer. This work has been funded by the Domerapi-ANR (French *Agence Nationale de la Recherche*) project (ANR-12-BS06-0012). It is a Labex ClerVolc contribution 241. Supporting data are included as four figures and three descriptions in supporting information file.

References

Bareschino, P., A. Marzocchella, P. Salatino, L. Lirer, and P. Petrosino (2008), Self-fluidization of subaerial rapid granular flows, *Powder Technol.*, *182*, 323–333.
Battaglia, M. (1993), On pyroclastic flow emplacement, *J. Geophys. Res.*, *98*, 22,269–22,272, doi:10.1029/93JB02059.
Blong, R. J. (1984), *Volcanic Hazards*, Academic Press, North Ryde.
Branney, M. J., and P. Kokelaar (1992), A reappraisal of ignimbrite emplacement: Progressive aggradation and changes from particulate to non-particulate flow during emplacement of high-grade ignimbrite, *Bull. Volcanol.*, *54*, 504–520.
Breard, E. C. P., and G. Lube (2017), Inside pyroclastic density currents—Uncovering the enigmatic flow structure and transport behavior in large-scale experiments, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *458*, 22–36.
Cole, P. D., E. S. Calder, T. H. Druitt, R. Hoblitt, R. Robertson, R. S. J. Sparks, and S. R. Young (1998), Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996-97 lava dome of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3425–3428, doi:10.1029/98GL01510.
Druitt, T. H. (1998), Pyroclastic density currents, in *The Physics of Explosive Volcanic Eruptions*, *Geol. Soc. Spec. Publ.*, vol. 145, edited by J. S. Gilbert and R. S. J. Sparks, pp. 145–182, The Geological Society, London.
Druitt, T. H., G. Bruni, P. Lettieri, and J. G. Yates (2004), The fluidization behaviour of ignimbrite at high temperature and with mechanical agitation, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L02604, doi:10.1029/2003GL018593.
Druitt, T. H., G. Avard, G. Bruni, P. Lettieri, and F. Maez (2007), Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures, *Bull. Volcanol.*, *69*, 881–901.
Dufek, J. (2016), The fluid mechanics of pyroclastic density currents, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *48*, 459–485.
Girolami, L., O. Roche, T. H. Druitt, and T. Corpetti (2010), Particle velocity fields and depositional processes in laboratory ash flows, with implications for the sedimentation of dense pyroclastic flows, *Bull. Volcanol.*, *72*(6), 747–759, doi:10.1007/s00445-010-0356-9.
Iverson, R. M. (1997), The physics of debris flows, *Rev. Geophys.*, *35*, 245–296, doi:10.1029/97RG00426.
Iverson, R. M., and R. P. Denlinger (2001), Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory, *J. Geophys. Res.*, *106*, 537–552, doi:10.1029/2000JB900329.
Jessop, D. E., K. Kelfoun, P. Labazuy, A. Mangeney, O. Roche, J. L. Tillier, M. Trouillet, and G. Thibault (2012), LiDAR derived morphology of the 1993 Lascar pyroclastic flow deposits, and implication for flow dynamics and rheology, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *245*, 81–97.
Johnson, C. G., B. P. Kokelaar, R. M. Iverson, M. Logan, R. G. LaHusen, and J. M. N. T. Gray (2012), Grain-size segregation and levee formation in geophysical mass flows, *J. Geophys. Res.*, *117*, F01032, doi:10.1029/2011JF002185.
Kelfoun, K. (2011), Suitability of simple rheological laws for the numerical simulation of dense pyroclastic flows and long-runout volcanic avalanches, *J. Geophys. Res.*, *116*, B08209, doi:10.1029/2010JB007622.
Kelfoun, K., and T. H. Druitt (2005), Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile, *J. Geophys. Res.*, *110*, B12202, doi:10.1029/2005JB003758.
Kelfoun, K., P. Samaniego, P. Palacios, and D. Barba (2009), Testing the suitability of frictional behaviour for pyroclastic flow simulation by comparison with a well-constrained eruption at Tungurahua volcano (Ecuador), *Bull. Volcanol.*, *71*, 1057–1075.
Kokelaar, B. P., R. L. Graham, J. M. N. T. Gray, and J. W. Vallance (2013), Fine-grained linings of leveed channels facilitate runout of granular flows, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *385*, 172–180.
Lube, G., H. E. Huppert, R. S. J. Sparks, and A. Freundt (2007), Static and flowing regions in granular collapses down channels, *Phys. Fluids*, *19*, 043301.
Mangeney, A., F. Bouchut, N. Thomas, J. P. Vilotte, and M. O. Bristeau (2007), Numerical modeling of self-channelling granular flows and of their levée channel deposits, *J. Geophys. Res.*, *112*, F02017, doi:10.1029/2006JF000469.
MiDi, G. D. R. (2004), On dense granular flows, *Eur. Phys. J. E*, *14*, 341–365.
Montserrat, S., A. Tamburrino, O. Roche, and Y. Niño (2012), Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns, *J. Geophys. Res.*, *117*, F02034, doi:10.1029/2011JF002164.
Palladino, D. M., and G. A. Valentine (1995), Coarse-tail vertical and lateral grading in pyroclastic flow deposits of the Latera Volcanic Complex (Vulsini, central Italy): Origin and implications for flow dynamics, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *69*, 343–364.
Pouliquen, O., and Y. Forterre (2001), Friction law for dense granular flows: Application to the motion of a mass down a rough inclined plane, *J. Fluid Mech.*, *453*, 133–151.
Roche, O. (2012), Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: An experimental perspective, *Bull. Volcanol.*, *74*(8), 1807–1820, doi:10.1007/s00445-012-0639-4.
Roche, O., S. Montserrat, Y. Niño, and A. Tamburrino (2008), Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows, *J. Geophys. Res.*, *113*, B12203, doi:10.1029/2008JB005664.
Roche, O., D. C. Buesch, and G. A. Valentine (2016), Slow-moving and far-travelled pyroclastic flows during the Peach Spring super-eruption, *Nat. Comm.*, *7*, 10,890, doi:10.1038/ncomms10890.

Rowley, P. D., M. A. Kuntz, and N. S. MacLeod (1981), Pyroclastic-flow deposits, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, *1250*, 489–512.
Saucedo, R., J. L. Macias, M. F. Sheridan, M. I. Bursik, and J. C. Komorowski (2005), Modeling of pyroclastic flows of Colima Volcano, Mexico : Implications for hazard assessment, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *139*, 103–115, doi:10.1016/j.jvolgeores.2004.06.019.
Savage, S. B., and K. Hutter (1991), The dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout, *Part I: Analysis, Acta Mech.*, *86*, 201–223.
Sparks, R. S. J., and L. Wilson (1978), Theoretical modelling of the generation, movement and emplacement of pyroclastic flows by column collapse, *J. Geophys. Res.*, *B83*, 1727–1739, doi:10.1029/JB083iB04p01727.
Sparks, R. S. J., M. C. Gardeweg, E. S. Calder, and S. J. Matthews (1997), Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile, *Bull. Volcanol.*, *58*(7), 557–565, doi:10.1007/s004450050162.
Sparks, R. S. J. (1976), Grain size variations in ignimbrite and implication for the transport of pyroclastic flows, *Sedimentology*, *23*, 147–188.
Sparks, R. S. J. (1978), Gas release rates from pyroclastic flows: An assessment of fluidization in their emplacement, *Bull. Volcanol.*, *41*, 1–9.
Stilmant, F., M. Pirotton, P. Archambeau, S. Erpicum, and B. Dewals (2014), Can the collapse of a fly ash heap develop into an air-fluidized flow? Reanalysis of the Jupille accident (1961), *Geomorphology*, *228*, 746–755, doi:10.1016/j.geomorph.2014.01.020.
Sulpizio, R., P. Dellino, D. M. Doronzo, and D. Sarocchi (2014), Pyroclastic density currents: State of the art and perspectives, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *283*, 36–65, doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.1006.1014.
Wilson, C. J. N. (1984), The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flow, 2. Experimental results and their interpretation, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *20*, 55–78.
Yilmaz, O., R. C. Nolen-Hoeksema, and A. Nur (1994), Pore pressure profiles in fractured and compliant rocks, *Geophys. Prospect.*, *42*, 693–714.

Chapitre 5 : Modélisation numérique de la formation des écoulements denses secondaires

Présentation générale

Le modèle des écoulements pyroclastiques en 2 parties semble être le plus cohérent pour décrire ces écoulements. En revanche, les relations entre les deux parties, l'écoulement dense et la déferlante, ne sont pas totalement comprises. Les dépôts de déferlantes peuvent, dans certains cas, se remobiliser pour former des écoulements pyroclastiques secondaires (SDPF). La formation de ces écoulements est un processus clés dans la dynamique interne des écoulements pyroclastiques. Afin d'étudier ces liens entre les deux parties, le modèle numérique VolcFlow à 2 couches a été utilisé pour étudier la formation des écoulements secondaires dérivés des déferlantes. Cette étude a elle aussi donnée lieu à une publication, acceptée avec révisions mineure en décembre 2018, dans le journal *Bulletin of Volcanology*, dont une bref résumé est donné dans la suite.

À l'aide de la modélisation numérique, les conditions favorisant la formation des écoulements secondaires dérivés de déferlantes ont été étudiées. Dans cette nouvelle version de VolcFlow, la partie basale (écoulements denses primaires et écoulements secondaires) est simulée à l'aide de trois lois rhéologiques précédemment publiées: la rhéologie plastique, la rhéologie de Coulomb et la rhéologie $\mu(u)$. Appliqués à l'effondrement du dôme du volcan Soufrière Hills du 25 juin 1997 à Montserrat, les modèles reproduisent à des degrés divers les écoulements de blocs et de cendres, les déferlantes et les SDPFs. La simulation utilisant la rhéologie plastique donne les meilleurs résultats, les trois écoulements et leurs dépôts sont reproduits de manière satisfaisante. La formation des SDPFs se produit si le dépôt de déferlante dépasse un seuil d'épaisseur lui permettant de se remobiliser et de s'écouler. La rhéologie $\mu(u)$ donne aussi des résultats satisfaisants, ce qui n'est pas le cas pour la rhéologie de Coulomb. Dans ces deux régimes frictionnels, la formation des SDPFs ne se produit que si le dépôt de déferlante a lieu sur une pente dépassant l'angle de frottement. Les résultats de toutes les simulations permettent de conclure que les SDPFs apparaissent si clairement à Montserrat à cause d'une combinaison de : (i) un virage important dans la vallée Mosquito Ghaut qui permet à la déferlante de se détacher, (ii) une large zone de dépôt de direction opposée à l'écoulement principale, (iii) un réseau d'affluents drainant toute la masse remobilisée dans une seule vallée pour former un unique SDPF. Malgré l'impact de la rhéologie des écoulements denses, les résultats montrent que la topographie est le principal paramètre contrôlant la formation de ces écoulements.

Investigation of surge-derived pyroclastic flow formation by numerical modelling of the 25 June 1997 dome collapse at Soufrière Hills Volcano, Montserrat

Valentin Gueugneau, Karim Kelfoun, Timothy Druitt

Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France

Corresponding author: v.gueugneau@opgc.univ-bpclermont.fr ORCID: 0000-0002-7070-7082

Abstract

Deposits from ash-cloud surges associated with dome collapse can, under certain conditions, be remobilised to form surge-derived pyroclastic flows (SDPFs). Using numerical modelling, we reproduce the emplacement of these flows and investigate the conditions that favour their genesis. We use the new version of the numerical model *VolcFlow*, which simulates the two components of a pyroclastic flow: the basal avalanche and the overriding ash-cloud surge. The basal avalanche (primary block-and-ash flows and SDPFs) are simulated using three previously published rheological laws: plastic, frictional and frictional velocity-weakening rheologies. Applied to the 25 June 1997 dome collapse at Soufrière Hills Volcano, the models reproduce to different degrees the deposit footprints formed by the block-and-ash flows, the ash-cloud surges and the SDPFs. In the plastic model, SDPF occurs if the ash-cloud surge deposit exceeds a threshold thickness that allows it to remobilise and flow. In the frictional models, SDPF occurs only if ash-cloud surge deposition takes place on a slope exceeding the friction angle of the ash. Results also highlight that SDPFs appear so clearly in 1997 at Montserrat due to a combination of topographic factors: (i) a bend in the Mosquito Ghaut drainage that allowed the ash-cloud surges to detach, (ii) a depositional area on the watershed between the eastern and western drainage channels (iii) a network of tributaries that drained all the remobilised mass into Dyer's River to form a single large SDPF. Our model could be a promising tool for the future forecasting of hazards posed by surge-derived pyroclastic flows.

Keywords: Pyroclastic flows, Soufrière Hills Volcano, dome collapse, numerical modelling, rheology, volcanic hazards.

Acknowledgments

We are very grateful to Dr. Adam Stinton and the MVO for providing the DEM of Montserrat Island, and alos Dr. Anne Mangeney for the discussions about the seismic waves. The development of the numerical code was funded by the Domerapi – ANR (French Agence Nationale de la Recherche) Project (ANR-12-BS06-0012). This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution n°XXX.

Introduction

During the 1995 – 2011 eruption of Soufrière Hills Volcano on Montserrat, pyroclastic flows destroyed all the northern part of the island, the airport, and the capital city, Plymouth, causing long-term economic and societal perturbations that are still felt today (Druitt and Kokelaar, 2002; Wadge et al., 2014). Seven thousand people were displaced, and the total cost of the destruction was more than 200 M$ (Annen and Wagner, 2003).

Pyroclastic flows are fast-moving, gravity-driven currents, composed of hot particles (blocks, lapilli and ashes) and gases that generally follow drainages (Sparks et al., 1978; Cole et al., 1998), and form the concentrated basal part of pyroclastic density currents (PDCs). Pyroclastic flows are accompanied by an overriding cloud of suspended ash, called *ash-cloud surges*. Once generated, the ash-cloud surge can detach from the pyroclastic flow and move independently of it, in some cases traversing interfluves (Ogburn et al., 2014).

Pyroclastic flows on Monsterrat were produced mainly by the collapse of lava domes, (*block-and-ash flows*) or by the collapse of vertical explosion plumes. In some cases, however, a third type of pyroclastic flow, called a *surge-derived pyroclastic flow* (SDPF; Calder et al., 1999; Druitt et al., 2002a; Loughlin et al., 2002a, b), was produced where rapid sedimentation of ash and lapilli from the ash cloud surge generated a deposit that was immediately remobilised as a dense, fine-grained pyroclastic flow. One notable SDPF was generated by the large dome collapse event on 25 June 1997 (Calder et al., 1999; Druitt, et al., 2002; Loughlin et al., 2002a,b). While the main block-and-ash flow followed the main drainage channel, the SDPF entered a side channel and flowed more than 3 km into an area previously considered to be safe, reaching inhabited areas. This event highlighted the hazard posed by SDPFs and the necessity to predict their emplacement. The objective of this study is to place constraints on the physical processes that generate SDPFs, and to develop a model that can be used to make forecasts about their trajectories and impacts.

25th June 1997 pyroclastic activity

Dome collapse on 25 June 1997

The last active period of the Soufrière Hills Volcano began in 1995 and continued intermittently until 2011. By June 1997, the lava dome that had grown up within English's Crater (Watts et al., 2002) spread out over the upper reaches of Mosquito Ghaut (the local

term for a drainage channel, Fig. 1). On 25 June, the dome partially collapsed, producing block-and-ash flows and associated ash-cloud surges (Calder et al., 1999; Cole et al., 2002; Druitt et al., 2002; Loughlin et al., 2002a, b; Watts et al., 2002). Three main seismic peaks recorded during the collapse event (at 12:57, 12:59 and 13:08, local time) were interpreted as pulses in block-and-ash flow production (Loughlin et al., 2002b). The average velocities of the block-and-ash flow have been calculated by Loughlin (2002b): they divided the distance from the crater to a specific location in the valley by the time it took for each flow to reach that location. The locations used by Loughlin (2002b) are shown in Fig. 1 (location 1 to 3). The average velocities at the end of Mosquito Ghaut (location 1, Fig. 1) increase for each pulse; around 15 m s^{-1} for pulse 1, 20 m s^{-1} for pulse 2, and 22 m s^{-1} for pulse 3. The third flow pulse was the largest and flowed down Mosquito Ghaut, into Paradise River, and onto the coastal plain as far as Bramble Airport. The average velocities of the block-and-ash flows and the thickness of the associated deposits of this last pulse, recorded at locations 1 to 3 (Fig 1) are given in Table 1.

The ash-cloud surge associated with this third pulse was particularly voluminous: it detached from the block-and-ash flow at the first bend in Mosquito Ghaut ("First major bend" on Fig. 1) and spread across Farrell's Plain down to the village of Streatham (Ogburn et al., 2014). Using a balance between the centrifugal force and the cross-channel pressure gradient for this overflow of the surge, Loughlin et al. (2002b) calculated the velocities of the ash-cloud surge of pulse 3 as being 20 m s^{-1} (location 4) and 35 m s^{-1} at Windy Hill (location 5). The estimated velocities of this ash-cloud surge, and the thickness of the associated deposits, are also given in Table 1 (locations 4 and 5).

In all, the dome collapse produced a cumulated volume of 6.4×10^6 m^3 of deposits. The flow tragically killed 19 people, who were in the exclusion zone, predominantly harvesting crops.

		BAFs			Ash-cloud surge			SDPFs	
	location	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**
Thickness of deposits (m)	*Field*	*20*	*>20*	*1*	*0.5*	*0.2*	*0.05*	*0.5-1*	*0.5-1*
	Frictional	15	5	7	0	0	0	3	1
	Frictional V-W	9	26	--	0.15	1	0.8	2	--
	Plastic	3	16	6	0.7	0.05	0.2	1	--
Velocities (averaged, m/s)	*Field*	*22*	*20*	*8*	*20*	*37*	*15*	*10*	*1*
	Frictional	30	28	2	15	26	20	20	1
	Frictional V-W	32	32	--	32	26	18	25	--
	Plastic	28	25	10	20	27	10	12	--
Final state									
Runout (km)	*Field*	*6.7*			*3.4*			*3*	
	Frictional	6.7			5			3	
	Frictional V-W	5.8			3.4			1,9	
	Plastic	6.7			3.3			2.5	
Volume (10^6 m^3)	*Field*	*5.5*			*0.8*			*0.1*	
	Frictional	4.8			0.2			0.4 (1.4)	
	Frictional V-W	2.9			1.9			0.2 (1.7)	
	Plastic	4.1			0.3			0.1 (2)	
Surface (km^2)	*Field*	*0.8*			*3.9*			*0.3*	
	Frictional	1,6			7.4			0.4 (6.8)	
	Frictional V-W	0.3			4.8			0.2 (3.0)	
	Plastic	1.4			4.9			0.1 (2.4)	

Table 1: Quantitative comparison between field data (italic first line for each parameter) and results of the best simulations for each rheology presented Fig. 4. Field data are extracted from Cole et al., (1998); Calder et al., (1999); Druitt et al., 2002a; Loughlin et al.,(2002a, b). Note that the velocities for the block-and-ash flows and SDPFs are averaged to mean velocities by Loughlin et al. (2002b) and Druitt et al. (2002a). For ease of comparison, mean velocities have also been calculated for the simulations at locations 1 to 8.

Surge-derived pyroclastic flows

Sedimentation from the ash-cloud surge on Farrell's Plain deposited a bedded deposit of ash and lapilli, estimated at 5 to 20 cm thick by Druitt et al. (2002a) (near location 5, Fig.1). However, rather than remaining in place, the deposit in some places was immediately remobilised, forming multiple dense flows of fine-grained particles that swept off Farrell's Plain (Druitt et al., 2002a). Then, these small flows amalgamated to form a pyroclastic flow that travelled 3 km down the Belham River Valley, down as far as the village of Cork Hill.

The deposit of this surge-derived pyroclastic flow (SDPF) was about 0.5-1 m thick (locations 7 and 8, Fig 1), composed of ash, lapilli and locally entrained blocks, with a mean diameter of about 0.5 mm (Loughlin, et al., 2002b; Druitt et al., 2002a). Druitt et al. (2002a) estimated an average flow velocity of about 10 m s^{-1} (location 7). The deposit temperature, measured 5 days after emplacement, has been estimated at between 350 to 410°C (Calder et al., 1999; Druitt et al., 2002a). Druitt et al. (2002a) assumed that rapid suspended load fallout from the ash-cloud surge generated transient pore pressure in the accumulating deposits, high enough to reduce the intergranular friction and allowing secondary flowage as a thin, fluidized granular flow. Calder et al. (1999) have highlighted the high mobility of SDPFs and have shown that the ratio H/L (ratio of vertical height drop to horizontal runout distance) is twice that of debris avalanches and pyroclastic flows at Soufrière Hills Volcano.

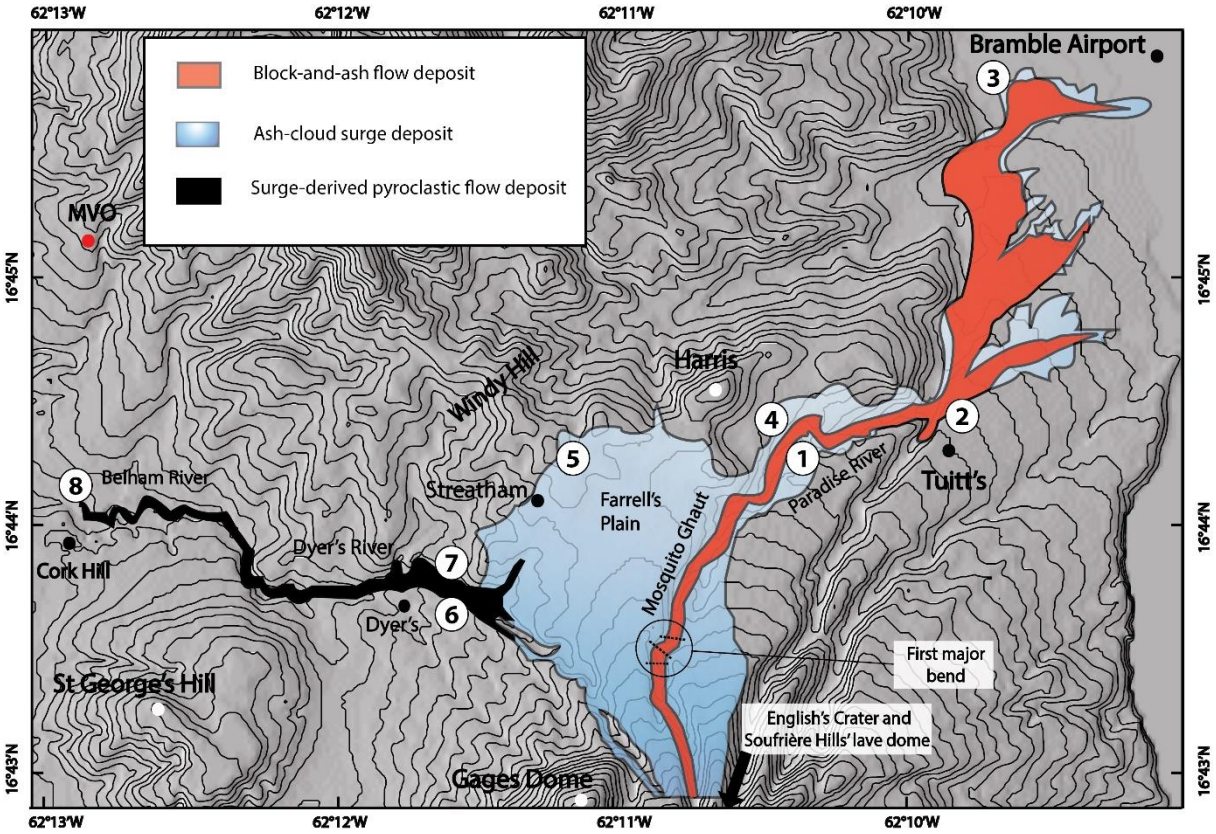


Figure 1: Map of deposits (block-and-ash flow, ash-cloud surge, and surge-derived pyroclastic flow deposits) from the 25 June 1997 dome collapse of Soufrière Hills Volcano at Montserrat, from Druitt et al., (2002). Note that this map refers only to the surface area of deposits at the end of the collapse.

Numerical model

The numerical model used in this study, VolcFlow, has been applied by different workers to simulate pyroclastic flows at Tungurahua (Kelfoun et al., 2009), Merapi (Charbonnier et al., 2013), Lascar (Gueugneau et al., 2017) and recently tested by Ogburn and Calder (2017) for hazards assessment. For this project, we use a new version based on two coupled, depth-averaged currents: one for the pyroclastic flow (either block-and-ash flow or SDPF), and one for the ash-cloud surge. This new version has been described in detail by Kelfoun (2017) and has been applied to the simulation of pyroclastic flows and ash-cloud surges at Merapi Volcano by Kelfoun et al. (2017). The dynamics of each current are modelled using depth-averaged equations of mass and momentum conservation in the *x* and *y* directions, presented in the Supplementary Material. For the ash-cloud surge, because its density varies in time and space due to loss of mass through sedimentation, an additional equation is required for density balance (for detailed equations, see Supplementary Material and Kelfoun, 2017). The model also involves transfer of mass and momentum between the basal avalanche and overriding surge. Particles from the pyroclastic flow are entrained by the ash-cloud surge at a flux ϕ_m (Fig. 2). Particles of the ash-cloud surge settle at a flux ϕ_s (Fig. 2), either (i) settling back into the pyroclastic flow (ii) accumulating on the ground as a deposit, or (iii) accumulating to form a SDPF (Fig. 2).

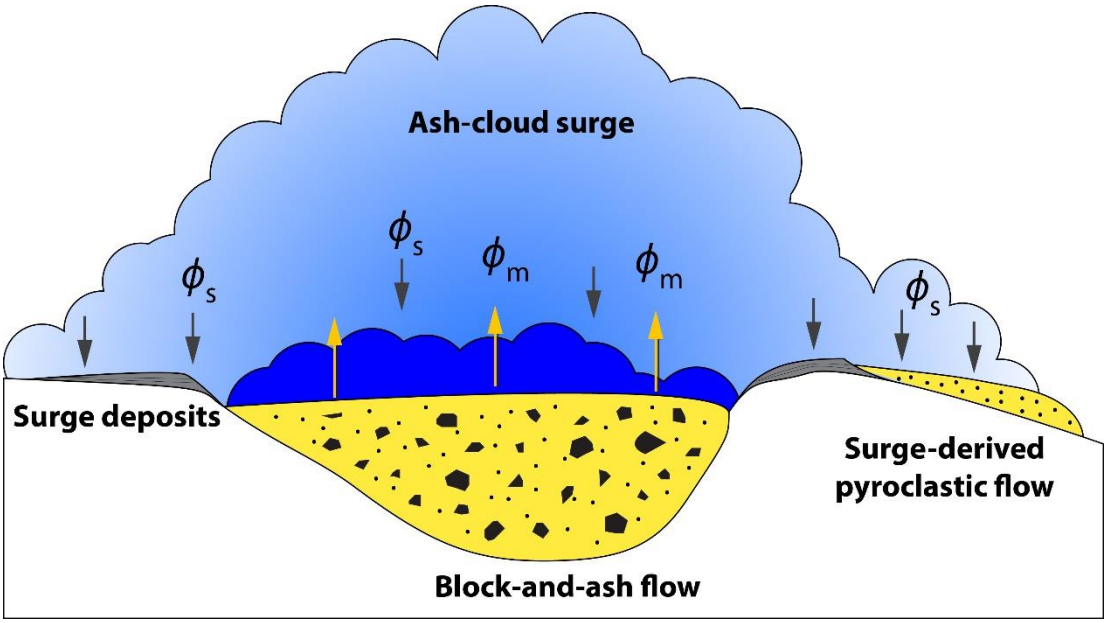


Figure 2: Schema of the physical model used. The pyroclastic flows (block-and-ash flow and SDPF, yellow) generate the ash-cloud surge (blue) with a mass flux ϕ_m. The surge particles settle with a mass flux ϕ_s to form a deposit (gray) outside of the drainage channel, or fall back onto the block-and-ash flow. The ash-cloud surge deposit can also be immediately remobilised to form a surge-derived pyroclastic flow (SDPF, dotted yellow).

Exchange laws

Exchange laws govern the transfer of mass and momentum between the two current components. Mass transfer from the ash-cloud surge to the basal part (PF and deposit) is governed by a sedimentation flux:

$$\phi_s = (\rho_s - \rho_a)\, w_{sed} \quad [1]$$

where the sedimentation velocity is defined by $w_{sed} \simeq \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_g) g d}{3 C_d \rho_g}}$

(e.g. le Roux, 1992; Sparks et al., 1997; Dellino et al., 2005). The parameter ρ_a is the density of the atmosphere, ρ_p is the particle density, ρ_g is the density of the gas phase of the ash-cloud surge, ρ_s is the bulk density of the ash-cloud surge (gas + particles), g is gravity, d is the particle mean diameter and C_d is the drag coefficient of the particles.

Mechanisms governing the mass and momentum exchanges from the pyroclastic flow to the ash-cloud surge have been proposed by several studies but no law has been unanimously accepted (Sparks, 1976; Sparks et al., 1978; Denlinger, 1987; Wilson, 1980; Wilson and Walker, 1982; Burgisser and Bergantz, 2002; Woods et al., 2002; Dufek and Manga, 2008). Based on wind tunnel experiments (Xuan, 2004), and on the results of our simulations on Merapi Volcano (Kelfoun et al., 2017), we assume that the mass flux of particles ϕ_m is related, to a first order, to the cube of the flow velocity **u**:

$$\phi_m = a_3\, \mathbf{u}^3 \quad [2]$$

The parameter a_3 is a constant that implicitly takes into account different physical parameters including, probably, grain size distribution or temperature.

Physical behaviour of the basal part

Pyroclastic flows are gas-charged concentrated granular flows (Druitt, 1998; Branney and Kokelaar, 2002; Sulpizio et al., 2014; Dufek, 2016). Their rheology is complex and evolves in space and time as mixture agitation, grain concentration, and fluid-pressure change during flow initiation, transport, and deposition (Iverson and Vallance, 2001). Some promising

attempts have been made to simulate the effect of the gas on the particles of the flow (Gueugneau et al., 2017), but since their complex physics are still not fully understood their emplacement is still necessarily approached by first-order models. However, no consensus exists today as to the best model to describe pyroclastic flow transport and deposition.

We have approximated the rheological behaviour of the Montserrat pyroclastic flows using three published end-member rheological models. In each case we give the basal stress of the pyroclastic flow, **T**, as it appears in the governing depth-averaged equations (see Online Supplementary Material).

Constant-friction rheology. This model assumes that the pyroclastic flow obeys to the Coulomb's law with a constant basal friction angle (Sheridan et al., 2004; Saucedo et al., 2005), the basal stress being given by:

$$\mathbf{T} = h_d \rho_d \left(g \cos\alpha + \frac{\mathbf{u}^2}{r} \right) \tan\varphi_{bed} \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} + a_1 \rho_d \|\mathbf{u}\| \mathbf{u} \qquad [3]$$

where h is the flow thickness, ρ_d its density, **u** its velocity and φ_{bed} the basal friction angle. α is the slope of the topography and *r* the topography curvature used to model the effect of the centrifugal acceleration on the normal stress. The effect of the internal friction angle is taken into account in the momentum balance equations (see Supplementary Material, and Kelfoun, 2017). We have also added an additional resistive stress (second term on the right hand side of the equation [3]), called a Voellmy-type stress that is proportional to the velocity squared; this term is used in avalanche theory and takes into account viscous drag (Voellmy, 1955; Pudasaini and Hutter, 2007). Coefficient a_1 is then called Voellmy drag coefficient and when $a_1 = 0$, Eq. [3] becomes a simple frictional law.

Velocity-weakening Coulomb friction rheology. More recently, it has been shown that the basal friction angle of granular flows in the laboratory is not constant but varies according to the velocity and the thickness of the flow (Pouliquen & Forterre, 2001; Jop et al. , 2006). By implementing a friction angle variation in a depth-averaged model, Mangeney et al. (2007) successfully reproduced the runout and the levee-channel morphology typical of some dense geophysical flows. Lucas et al. (2014) proposed another version of the friction law with a variable coefficient in order to simulate landslides. Using this rheology, Levy et al. (2015)

reproduced the durations and runouts of 200 pyroclastic flows from Soufrière Hills extracted from seismic data. In this law, the friction angle φ_{bed} of Eq. [3] varies according to:

$$\tan\varphi_{bed} = \frac{\mu_0 - \mu_w}{\left(1 + \|\mathbf{u}\| / U_w\right)} + \mu_w \quad [4]$$

where μ_0 is the initial friction coefficient (the maximum value of the friction coefficient, when $\|\mathbf{u}\| = 0$), μ_w is a weakening friction coefficient (the minimum friction coefficient) and U_w is the weakening sliding velocity (Lucas et al., 2014). Eq. [3] uses the variable friction angle of Eq. [4] to describe the basal stress of the frictional weakening model.

Modified plastic rheology. The plastic rheology considers the flow to behave as a pseudo-fluid with a yield strength (i.e. a Bingham flow with no viscosity). As for the frictional laws, the plastic law needs to be combined with a Voellmy-type resistive stress, as shown by Kelfoun (2011, 2017) and Charbonnier et al. (2013). The plastic law has been used successfully for PF simulation by Kelfoun et al., (2009), Charbonnier et al. (2013) and Kelfoun et al., (2017). The basal stress for this rheology is calculated by:

$$\mathbf{T} = T_0 \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} - a_1 \rho_d \|\mathbf{u}\| \mathbf{u} \quad [5]$$

where the first term on the right-hand side is the plastic stress and the second term is the Voellmy stress term. Note that this rheology

Physical behaviour of the ash-cloud surge

The ash-cloud surge is assumed as a turbulent gas-particle mixture and its turbulent resistive stresses $\mathbf{R} = (R_x, R_y)$ are calculated by:

$$\mathbf{R} = -a_2 \rho_s \|\mathbf{v}\| \mathbf{v} \quad [6]$$

where a_2 is an empirical constant relating the basal stress to ash-cloud surge velocity **v**. The mass, the thickness and the density of the ash-cloud surge vary as particles settle from suspension or are supplied from the underlying basal flow (Eq. [1] and [2]). Due to the lack of knowledge and to simplify the calculation, no air entrainment or temperature effects are taken explicitly into account in the model.

Topography

The ground topography for the simulations was extracted from the 3 m Digital Elevation Model (DEM) of Montserrat Island, calculated in 2012 by the Montserrat Volcano Observatory by combining the LIDAR data of the island and stereo-photogrammetry of the lava dome. A potential problem is that the topography has changed between 1997 and 2012, especially in Mosquito Ghaut, which was filled by the deposits from subsequent dome collapses. We have therefore recreated the depths of Mosquito Ghaut and the Paradise River in 1997 by merging the 2012 DEM with a less accurate DEM (resolution of 30 m) calculated in 1995 and oversampled to the resolution needed. The resolution used for the simulations is 6 m for a calculation duration of several hours on a normal desktop computer.

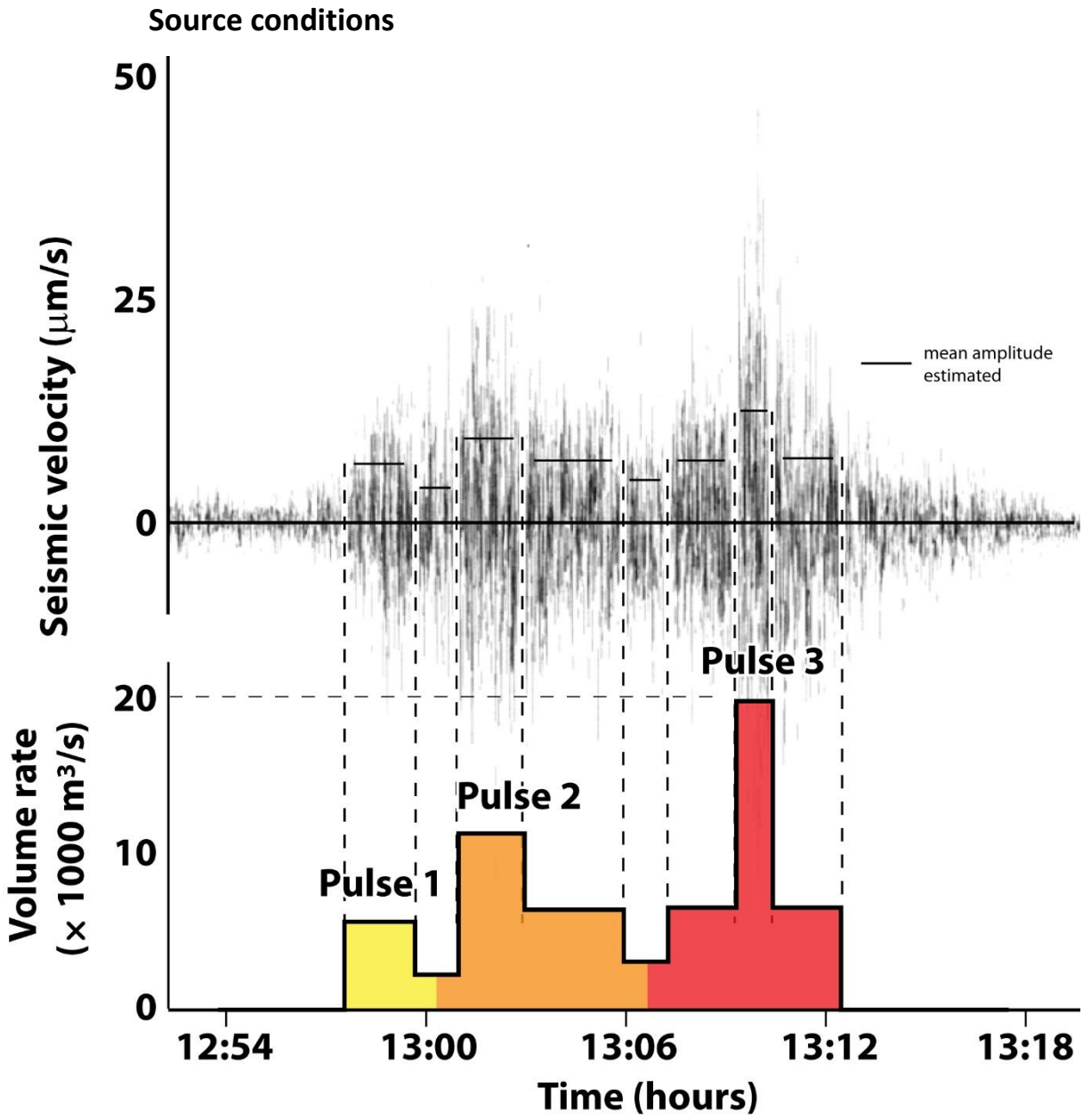


Figure 3: Flow rate of block-and-ash flows from the 25 June 1997 dome collapse, generated at the crater according to time and defined from seismic records by Loughlin et al. (2002b). The duration of the simulated collapse is 14 minutes and the volume of each pulse is respectively 0.79, 2.64 and 2.97 × 10^6 m^3.

Based on field data and seismic records (Druitt et al, 2002; Loughlin et al. 2002b), the pyroclastic currents of 25 June 1997 were interpreted to be a retrogressive dome collapse in three main pulses. We have reproduced this variable volume rate using the seismic signals (Loughlin et al., 2002b) recorded on Windy Hill (Fig. 1). Hibert et al., (2011) have shown that the volume of a rock fall can be calculated from the energy of the seismic wave generated, which corresponds to the integration of the squared amplitude of the seismic signal through the duration of the event. We thus have divided the seismic signal in phases according to amplitude variations. We have then estimated the mean amplitude of each phase and

integrated the signal by multiplying each phase duration by its mean amplitude to the square. We have then checked that the relative volume of each pulse corresponds approximately to the real volume of pulse deposits. Calder et al. (1999) have estimated the total volume of all deposits of the dome collapse at 6.4×10^6 m^3, with volumes of 0.85, 0.09 and 5.5×10^6 m^3 for the ash-cloud surge, SDPFs and block-and-ash flow deposits respectively. Loughlin et al. (2002b) give a volume of 0.79, 2.36 and 2.36×10^6 m^3 for the BAF deposits of the three pulses, which represent 14.2% 42.9% and 42.9% of the total volume. Our modelled source condition, which reproduces the three pulses (Fig. 3) with a respective volume of 0.79, 2.64 and 2.97×10^6 m^3 corresponding to 12.4%, 41.3% and 46.3% of the 6.4×10^6 m^3 total collapse, is therefore compatible with the volume ratio estimated in the field.

The retrogressive collapse is simulated by a mass of block-and-ash flow supplied at the variable rate shown in Fig. 3, with no initial velocity. It is based on a circular surface of 30 m in diameter centred at the collapse location, at the edge of the crater, upstream of Mosquito Ghaut (location: x = 587800, y = 1848000, WGS84). The block-and-ash flow accelerates due to gravity and creates an ash-cloud surge following Eq. [2]. Particles settling from the ash-cloud surge sedimentation either enter the block-and-ash flow, form a deposit, or form a SDPF.

Parameters of the model

The parameters used for the simulations are summarized in Table 2. The density of a particle in a pyroclastic current varies from typical pumices (around 1000 kg m^{-3}, Brown and Andrews, 2015) to very dense clasts, like crystals (3500 kg m^{-3}). Following this, we have taken an average density for the particles in the model of 2400 kg m^{-3}. The particle drag coefficient C_d, eq. (1), a function of the shape and roughness of particles, is fixed at 1 based on previous experimental work (Valentine, 1987; Woods and Bursik, 1991; Dellino et al., 2005). C_d is assumed to be constant even if its value may vary by clustering formation for high particle concentration (Balachandar and Eaton, 2010), especially in the mixing layer. The gas temperature in the ash-cloud surge is a mixture between the temperature of deposits (350 to 410°C, Calder et al., 1999; Druitt, et al., 2002) and that of the ambient air (20° C). The gas density ρ_g depends on its temperature and the surge pressure. The influence of ρ_g is relatively weak and we assume it to be constant with a mean value of about 0.8 kg m^{-3} that corresponds to a mean temperature of 150°C at atmospheric pressure. The density of the basal part, which is a mixture of air (1.2 kg m^{-3}) and volcanic particles (2400 kg m^{-3}) is estimated at 1600 kg m^{-}

^{3}. The total duration of the dome collapse and the volume rate at the source is estimated from Loughlin et al. (2002b) following Fig. 3.

Some parameters have been estimated by trial and error, to find the best fit between the simulation and the real deposits for each pyroclastic flow rheology. Their best fit values are presented as *adjusted parameters* (Table 2). Depending on the rheology used, between 5 and 7 parameters must be estimated. The best set of parameters was estimated independently by two authors (VG and KK), first fixing the maximum runout (the more detailed parameters in field studies) and then, if possible, fixing the extent and the thicknesses of deposits. The same values have been obtained, suggesting that a best-fit solution can only be obtained with a unique set of parameters. More than a hundred simulations of about five to twelve hours were needed to determine the best parameters. Each of them has a clear influence on the morphology of simulated flows and the deposit footprint, which make it relatively easy to estimate the best-fit. To better see the influence of each parameter on the model dynamics, a comparative table presented in the Supplementary Materials has been realized to highlight the sensitivity of all the 3 types of flows on each parameters. The reader can also refer to Kelfoun et al. (2017) for another example of this table. The mixing density ρ_m is the density of the mixture of gas and particles extracted from the basal part to supply the ash-cloud surge (dark blue area in Fig. 2). For a given mass flux ϕ_m, a high mixing density ρ_{mix} will subsequently give a thin, dense ash-cloud surge which is strongly sensitive to the topography, whereas a low mixing density ρ_m will give a thick, low-density surge, rather insensitive to the topography, which is more able to extend laterally due to its thickness. The detached ash-cloud surge of the 1997 eruption did not spread very much laterally; instead it traveled 2 km in a straight line from its detachment point. This requires a relatively thin but dense ash-cloud surge, giving an estimation of ρ_m at 50 kg m^{-3}. The coefficient a_3 (Eq. [2]) controls the mass exchange from the basal flow to the ash-cloud surge and, consequently, the mass repartition between ash-cloud surge and pyroclastic flow deposits. The best value obtained to generate a sufficiently voluminous surge is 0.04. The best value of the turbulent coefficient of the ash-cloud surge, a_2 in Eq. [6], is 0.025, close to the best value found by Kelfoun et al. (2017) at Merapi (0.05). The rheological parameters of the basal part, for each rheological law, are presented at the bottom of Table 2. The best value for the Voellmy drag coefficient, a_1 in Eq. [3] and [5], is estimated from the pyroclastic flow velocity and its ability to overflow the interfluves. The value found, 0.01, is the same as found by Kelfoun et al. (2017) and

Charbonnier et al. (2013) for the 2010 eruption at Merapi. The other rheological parameters are fitted to the pyroclastic flow runout. The constant basal friction angle of the frictional rheology is thus estimated to 3°. The internal friction angle needs to be very low (0°) to not form dune-like morphologies on flat areas. Estimated values of the velocity weakening frictional law (μ_0, μ_w and U_w) are close to those of Lucas et al. (2014). The yield strength of the plastic rheology T_o is estimated at 2 kPa.

Known parameters from the literature or from field data

	Symbols	Literature	Simulations
Particle density	ρ_p	2400 kg m^{-3}	2400 kg m^{-3}
Atmosphere density	ρ_a	1-1.2 kg m^{-3}	1 kg m^{-3}
Basal part density	ρ_d	1600 kg m^{-3}	1600 kg m^{-3}
Gas surge density	ρ_g	unknown	0.8 kg m^{-3}
Particle mean diameter	d	0-4 ϕ	3 ϕ
Drag coefficient (Cd)	C_d	0.47-2	1
Total volume	V	6.4 × 10^6 m^3	6.4 × 10^6 m^3
Collapse duration	t_c	900 s	900 s
Volume rate	v_r	variable (Fig. 3)	variable (Fig. 3)

Adjusted parameters using the best fit

	Symbols	*Frictional*	*Frictional velocity-weakening*	*Plastic*
Mixture density	ρ_m	50 kg m^{-3}	50 kg m^{-3}	50 kg m^{-3}
Voellmy coefficient	a_1	0.01	0.01	0.01
Retarding coefficient	a_2	0.025	0.025	0.025
Formation coefficient	a_3	0.04	0.04	0.04
Weakening velocity	U_w	-	0.5 m s^{-1}	-
Friction coefficient	μ_w	-	0	-
Friction coefficient	μ_o	-	0.52	-
Internal friction angle	φ_{int}	0°-isotropic	0°-isotropic	-
Basal friction angle	φ_{bed}	3°	variable	-
Yield stress	T	-	-	2000 Pa

Table 2: Input parameters for the best simulations in Fig. 4. The upper part refers to input parameters common to all simulations for the three rheological behaviours. The lower part refers to input parameters specific to each behaviour. A detailed description of each value is given in the text.

Results

The best result obtained for each pyroclastic flow rheology is presented in Fig 4 a, b and c. A movie of the plastic case has been uploaded as a Supplementary Material to better the dynamic in the simulations. To estimate the realism of the simulations, we have compared the velocities and the final runouts of all flows (block-and-ash flows, ash-cloud surges and SDPFs), as well as the extensions, volumes and thickness distribution of their associated deposits with field data. Because the velocities are variable with time and position in the different flows, a local comparison has been done for each measurement point shown in Fig. 1, as well as for the thickness distribution, which is not uniform. All these quantitative comparisons are listed in Table 1. The volume given for SDPFs in this Table 1 is calculated only for the Dyer's River, where the natural SDPF was described. The total volume for all SDPFs produced during the simulations is shown in brackets.

First, we summarise some features that are common to all models. Each pulse of the dome collapse forms a block-and-ash flow that moves northwards. Because the emplacement of block-and-ash flows is strongly controlled by the topography and by their velocity, and because their velocity is related to the Voellmy-like stress term (Eq. [3] and [5]), all three rheologies studied can simulate, more or less, the area inundated by block-and-ash flow (Fig. 4). On the steep slopes immediately surrounding the volcano summit, the block-and-ash flows reach a high velocity and, from Eq. [2], a high mass flux to form an ash-cloud surge. Recall that the physics used for simulate the ash-cloud surge is the same for all three models (Eq. [6]), only its formation is affected by the changes of pyroclastic flow rheology. This ash-cloud surge develops its own dynamics and, being thicker and less sensitive to topography, detaches from the block-and-ash flow at the first major bend (Fig. 1). It leaves Mosquito Ghaut and spreads out across Farrell's Plain. On the gentler slopes further downstream the velocity of the block-and-ash flow decreases, resulting in a decrease in associated ash-cloud surge production (Eq. [2]): the ash-cloud surge generated here is no longer able to flow to more than a few tens of meters from the block-and-ash flow. Depending on the thickness of deposits, the steepness of the topography and of the rheology chosen, the ash-cloud surge deposit can be remobilised, forming SDPFs that converge on the main valley fed by the tributaries. SDPFs are formed

over a large proportion of the area covered by the ash-cloud surge (Fig. 4a, b). On the eastern part of the impacted area, the SDPFs converge with the BAF, are mixed with it, or remain in the areas affected by the other currents. On the contrary, on the west side, the ash-cloud surge deposits accumulate around the watershed westward of Mosquito Ghaut (Fig. 4a, b, c). A large volume of the SDPFs formed here thus move westwards and enter the Belham River Valley, thus leaving the area covered by the ash-cloud surge and entering a valley unaffected by the primary block-and-ash flows.

However, significant differences are observed between the models due to the different rheologies used for the pyroclastic flows (block-and-ash flows and SDPFs). Each rheology gives specific dynamic to the block-and-ash flow. The area and the rate of ash-cloud surge production is then affected, giving for each case very different ash-cloud surges.

For simulations using the Coulomb rheology, the resulting block-and-ash flow deposits have areas that are unrealistic (Fig 4c.). With a friction angle of φ_{bed} = 3°, needed to reach the natural runout, the block-and-ash flow accelerates if its surface slope is greater than 3° and decelerates with a lower angle (although it can move on slopes lower than 3° by inertia). No deposits can form on slopes steeper than 3° (i.e. all volcano slopes) while, in the field, block-and-ash flow deposits have been found on slopes of up to 30° (Fig. 14 in Loughlin et al., 2002b). Where the flow stops, the mass accumulates, forming unrealistically thick deposits (location 3, Fig. 4a and Tab. 1). On the other hand, the simulated ash-cloud surge is relatively close to reality. It then forms SDPFs by sedimentation. Since the SDPF is assumed to have the same rheology as the block-and-ash flow, all particles that settle from the ash-cloud surge immediately form SDPFs on slopes greater than 3°. The SDPF is reasonably well reproduced in Dyer's River: it is thicker and wider than in reality but it reaches the observed runout of 3 km (Tab. 1). The good fit for SDPFs in this valley is explained by the mean slope, which is close to the value of the basal friction angle: since the initial flow surface is greater than 3°, it flows until spreading reduces the angle and stops movement. We note that a higher assumed friction angle would result in a poorer fit.

With the velocity-weakening frictional rheology, a similar behaviour is observed. However, because the law uses a velocity-dependent friction angle, a large range of values can be used (from ~0° at high velocities to 27° at rest, for the best-fit simulation). Thus, theoretically, the particles can remain at rest on slopes of up to 27°. No deposition can occur on slopes steeper than 27°, at which point the mass begins to move. We observe that if this

moving mass encounters deposits at rest downstream, it remobilises them. We interpret that this remobilisation causes a decrease in friction angle, which consequently increases the velocity. This cascading effect can drastically decrease the friction angle and can generate large destabilization waves that propagate into the ash-cloud surge deposits and drain most of the mass to the flow front. In this model, SDPFs are formed on the steepest slopes (Fig. 4b) and rework already deposited material to increase their mass. With the best-fit parameters, SDPFs accumulate on slopes of about 3 to 5°, forming thick deposits (5-7 m, Table 1). Addition of the Voellmy-like stress term (not in the original model of Lucas et al., 2014) limits the velocity and thus the fluctuations of the friction angle, and a deposit can be observed on high slopes (<27°). SDPFs flow into Dyer's River but we have not found a set of parameters that reproduce the runout observed: with a static friction coefficient μ_0 of 0.52 (equivalent to a friction angle of 27°), ash-cloud surge deposits can be formed on the steepest slopes, as observed in the field, but block-and-ash flows cannot flow down the valley because the slope angles are too low to maintain a sufficiently high velocity to conserve a low friction angle. Lowering μ_0 or modifying U_w allows the correct runout to be reached, but causes excess spreading of the block-and-ash flow, which covers all the interfluves of the north flank. The ash-cloud surge maximum extension is close to the observed one (Tab. 1).

The behaviour of the plastic pyroclastic flow rheology differs from the two others. To flow, the pyroclastic flow must be thicker than a critical thickness related to the slope. The third pulse being the more voluminous, the associated block-and-ash flow reaches the longest runout and produces the most voluminous ash-cloud surge. The ash-cloud surge detachment is particularly clear for this last pulse (Fig 4c): the block-and-ash flow follows the valley where it turns to the west while the ash-cloud surge continues straight ahead to the north. Once detached, the ash-cloud surge progressively loses mass by sedimentation and spreads until its density becomes lower than that of the air. The ash-cloud surge covers Farrell's Plain up to Windy Ridge. During the first stage of the ash-cloud surge sedimentation, the settled mass forms a deposit regardless of the slope angle. With time, the deposit thickens until it reaches a critical thickness (about 1.8 m). After this, the deposited mass begins to flow, forming a pulse that can remobilise unmoving ash-cloud surge deposits, increasing the volume of the pulse. SDPF genesis can therefore occur on any slope using the plastic rheology. The capacity to reach a long runout depends on the flow thickness, which explains why SDPFs can travel long distances if several tributaries converge into a single valley. The principal areas of SDPF origin in the plastic rheology models are the areas surrounding Mosquito Ghaut and Farrell's

Plain, where a large ash-cloud surge deposit occurs. The best fit value of the yield strength for both the block-and-ash flow and SDPF is T_0 = 2000 Pa. The main misfit is observed for the block-and-ash flow, close to its front in Paradise River, because the numerical topography used was that which had been calculated after the emplacement of the real flows. A lesser misfit is observed in the ash-cloud surge found between Tuitt's and Harris (Fig. 4a), where the surface area in the simulation is greater due to a higher flow velocity in this valley section. We were not able to find a better set that could solve it. The runout of the SDPF is not exactly the same as the natural flow due to topographic changes, but it is to be very close (2.5 km instead of 3 km, Table 1).

a. Plastic rheology

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
a_3	=	0.04
U_w	=	-
μ_0	=	-
μ_w	=	-
φ_{bed}	=	-
φ_{int}	=	-
T	=	2000 Pa

b. Frictional velocity weakening rheology

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
a_3	=	0.04
U_w	=	0.5 m s^{-1}
μ_0	=	0.52
μ_w	=	0
φ_{bed}	=	variable
φ_{int}	=	0° isotropic
T	=	-

c. Frictional rheology

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
a_3	=	0.04
U_w	=	-
μ_0	=	-
μ_w	=	-
φ_{bed}	=	3°
φ_{int}	=	0° isotropic
T	=	-

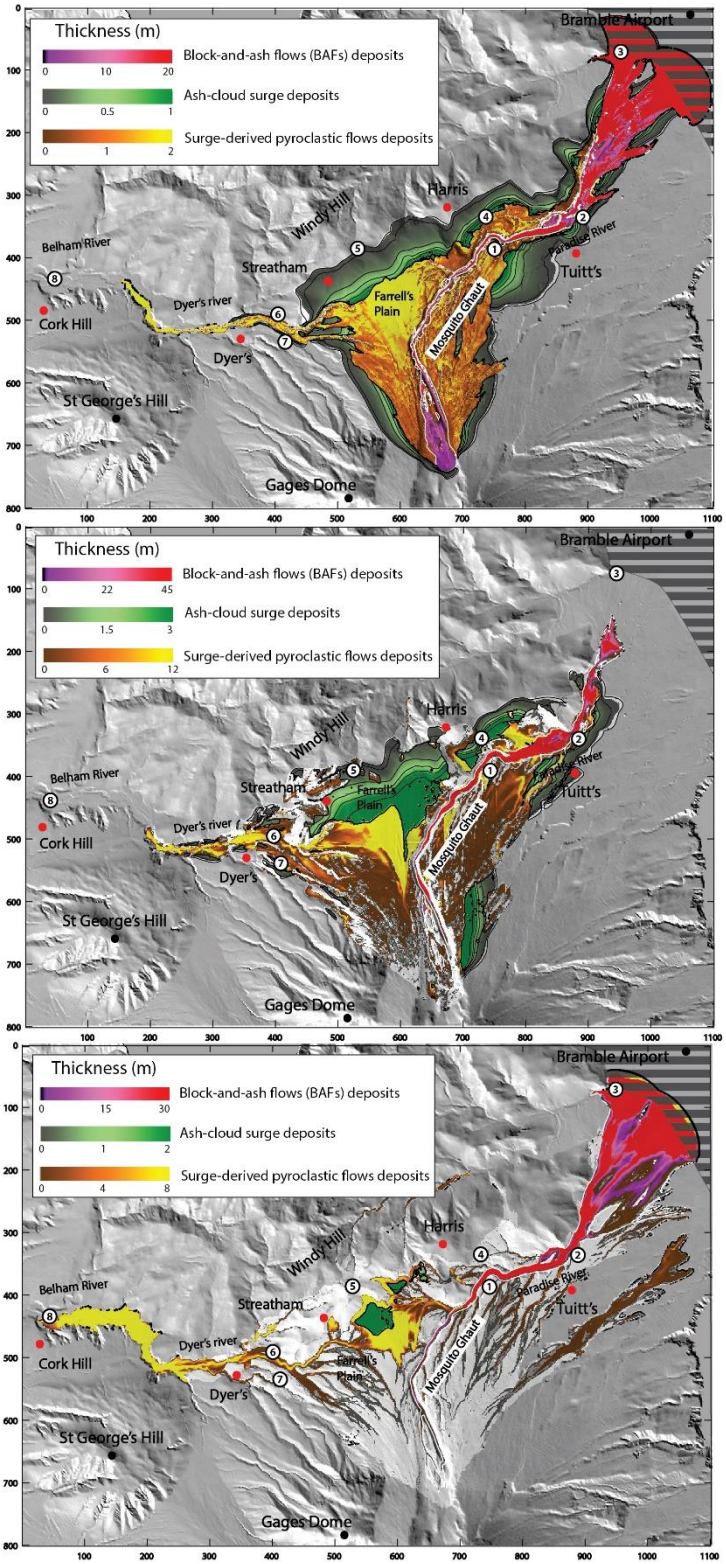


Figure 4: Results of best fit simulations for the three pyroclastic flow rheological laws. Each simulation is done with the parameters listed in Table 2. The estimated parameters are also shown on the left-hand side of the figure for each rheology. The best fits between simulations and real deposits (Fig. 1) are determined by trial and error. Quantitative measurements of real and simulated flows are compared in Table 1 using the 8 locations for measurements. The best results are obtained with the plastic rheology. The gray hatched zone at the right top corner represents an error in the DEM and has not been taken into account.

Discussion

Genesis of SDPFs

An interesting result of the simulations is that all the models, whatever the physics chosen, create SDPFs that flow out of the area impacted by the ash-cloud surges and into the Dyer's River Valley, as observed in the field. With the two frictional models, SDPF genesis depends only on the ground slope, and occurs on steeper slopes. With the plastic model, it depends on a critical thickness: for a given slope, there is a critical thickness below which the deposit remains at rest and above which it forms a SDPF. For both the plastic and the velocity-weakening models, the initial destabilizations propagate by waves that rework deposits downslope, forming large volumes of SDPF.

The high mobility of SDPFs can be explained by assuming a similar rheological behaviour to that of the primary block-and-ash flow, and no additional processes need to be invoked. Of the three models, the plastic rheology gives the best results: the simulated SDPFs flow for 2.5 km down Dyer's River, with an equivalent volume and thickness to that observed on 25 June 1997. This rheology is also able to simulate block-and-ash flows that are close to reality in terms of thickness, area, velocity and maximum runout, as well as for the associated ash-cloud surge deposits. The same conclusion has already been drawn for block-and-ash flow from other volcanoes (Kelfoun et al., 2009; Kelfoun, 2011), and it appears that it can be extended to SDPFs too. The better fit of the plastic rheology for pyroclastic flows is related to the critical thickness needed to flow, forming deposits of relatively constant thickness on a large range of slopes (as observed in the field), while with frictional models deposits only accumulate on gentler slopes.

Regarding the results of the simulations for the three rheological cases, the formation of SDPFs seems to be a common phenomenon. Why are they not reported more often as products of ash-cloud surges? A first explanation could come from the simplicity of our model which uses first-order physics of the phenomena. It neglects, for example, the effect of the sedimentation rate (deposit aggradation of about 7 mm/s in the model), which might play a major role in the generation of SDPFs. Another explanation is that they are not easy to identify if they remain in the area covered by block-and-ash flows or even by ash-cloud surges since they are composed of the same material. Now that this phenomenon has been clearly described (Calder et al., 1999; Druitt et al., 2002a), it is likely that more SDPFs will be

recognized, as illustrated by the recent 2008 eruption at Montserrat (Komorowski et al., 2010) and the 2010 eruption of Merapi Volcano (Komorowski et al., 2013).

Our simulations with the plastic rheology identify some of the conditions required to have formed the SDPF in June of 1997. Firstly, a relatively long collapse associated with ash-cloud surges caused the aggradation of relatively thick deposits (about 1.8 m) until flows were triggered. Secondly, a tributary network was required that allowed the SDPFs to amalgamate into a single thick flow. Finally, the valley affected by the SDPF was free of block-and-ash flow deposits. If the model is correct, other SDPFs have been formed on nearly all the areas affected by the main ash-cloud surge (Fig. 4), but some flow runouts were short, and longer SDPFs were covered by ash-cloud surges or ingested by block-and-ash flows. Large pulses are able to remobilize the deposits even formed minutes prior to arrival of the surge, but since it is made of the same material, it may be invisible in the final deposit.

Implications for hazards

The dome collapse of 25 June 1997 was a perfect example of an unpredicted hazard caused by our lack of understanding of a natural phenomenon. In the hazard map of 1997 (Fig. 1 of Loughlin et al., 2002a) the prediction was good for block-and-ash flows and ash-cloud surges. However, because SDPFs were not known, the hazards they posed were not taken into account. SDPFs reached “access limited” and “full occupancy” areas, causing unpredicted damage and injuring a child at Cork Hill School (Druitt et al. 2002). Since no special phenomena seems to be needed to model SDPFs, application of our present model could have allowed SDPF formation to have been anticipated. The model thus appears to be a promising tool for future SDPF prediction. Another important observation is that the parameter values used for the best-fit simulations are similar to those used to reproduce block-and-ash flows and ash-cloud surges during the 2010 eruption of Merapi Volcano (Kelfoun et al., 2017). The possibility that the parameters lie in a restricted range of values, independent of volcano, is also promising for future hazard assessment.

Nevertheless, two parameters are particularly important for hazard assessment: topography and volume flow rate. Topography plays a major role in the formation of SDPFs and explains why they were so obvious on 25 June 1997. The first major bend in Mosquito Ghaut (Fig. 1) enabled the ash-cloud surge to detach and led to strong suspended-load fallout on Farrell’s Plain. The local geography of the plain then allowed the SDPF to flow westwards,

into zones as yet unaffected by other pyroclastic flows. To illustrate this role of the topography, we have carried out a simulation (Figure 5) with exactly the same parameters as in Fig. 4a. (plastic pyroclastic flow rheology), but with the present-day orientation of Mosquito Ghaut (i.e. without the first major bend present prior to 25 June 1997). In this model, the ash-cloud surges generated move to the north and less deposition occurs on Farrell's Plain. The model still forms SDPFs, but they remain in the vicinity of Mosquito Ghaut and Paradise River, in the areas covered by the block-and-ash flow and ash-cloud surge deposits; as we clearly see in the figure 5 no SDPF enters the Dyer's River Valley in this model. We conclude that since topography can change very rapidly due to sediment aggradation and erosion during an eruptive crisis, it is essential to obtain regularly updated topography for numerical modelling of this type.

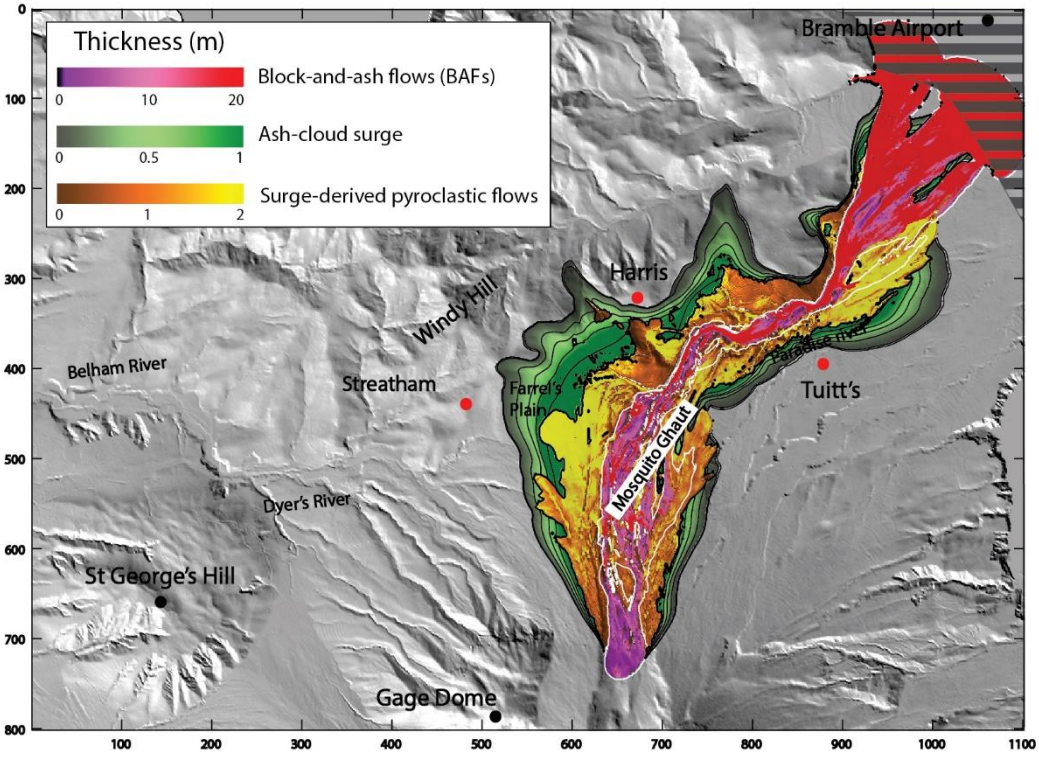


Figure 5: Simulations obtained with the plastic rheology using the uncorrected 2012 6 m DEM topography (actual) with Mosquito Ghaut being infilled. The same parameters have been used for the simulation (cf. Table 2, plastic rheology). SDPFs have not developed along Dyer's River Valley because most of the mass overflows eastwards from Mosquito Ghaut.

The volume flow rate is also an important parameter in determining the transport and deposition of SDPFs. Our simulations are relatively insensitive to source conditions if the volume of the pulses and the eruption duration are similar. However, if all the volume is released instantaneously in a single event, the results change considerably: all the mass forms pyroclastic flows that spread radially, covering all the interfluves and the valleys of the north

flank. Powerful ash-cloud surges are generated and form SDPFs over a very large area, decreasing the volume draining into Belham River Valley and the runouts of SDPFs there. Block-and-ash flows in this scenario are fast and thick enough to overflow Mosquito Ghaut and to reach several kilometres down Belham River Valley. Thus, for a better estimation of the potential hazards, it is important to estimate the collapse conditions, or alternatively to study a range of potential collapse scenarios.

Conclusion

We have applied the two-fluid version of the numerical code VolcFlow to model the emplacement of pyroclastic flows and ash-cloud surges at Soufrière Hills, Montserrat, in June of 1997, and we have shown that the emplacement of block-and-ash flows and ash-cloud surges can be reproduced in terms of deposit area and thickness. Overall, the model is able to reproduce the emplacement of surge-derived pyroclastic flows (SDPFs). Using three previously published rheological laws used to simulated block-and-ash flows, the results show that the SDPF generation occurs if the ash-cloud surge deposit exceeds a threshold. For the plastic model, the threshold involves a critical thickness, whereas in the frictional models, SDPF formation occurs only if ash-cloud surge deposition takes place on a slope exceeding the friction angle of the ash. The reason why SDPFs were so clear in this 1997 eruption is due to a number of features of the volcano's topography: a bend in the main river that allowed the ash-cloud surge to detach, an area of deposition on the watershed between the eastern drainage channels affected by the other pyroclastic currents and the west drainage channels, and a tributary network that converged into the Dyer's River Valley. SDPFs were also favoured by the sustained genesis of ash-cloud surges over a period of 15 minutes, which formed thick deposits which then remobilised to form the SDPFs. Given that no particular conditions seem to be required, it is probable that SDPFs are a frequent phenomenon associated with ash-cloud surges, but that they generally remain in areas affected by the other currents (i.e. they are covered by ash-cloud surge deposits) and/or are mixed with block-and-ash flows. For future hazard assessment, the code must be tested again using other eruptions to check its validity and to determine if the values obtained can be extrapolated to other eruptions. The values of the empirical parameters must also be physically explained as well as the mechanism of SDPF formation from ash-cloud surge deposits. Nevertheless, by being able to predict the emplacement of block-and-ash flows, ash-cloud surges and SDPFs, VolcFlow appears to be a promising tool for future hazard assessment.

Chapitre 6 – Etude expérimentale du mécanisme de formation des déferlantes

Introduction

I. Problématiques et résumé des travaux précédents

Nous avons vu précédemment avec le modèle numérique que la formation des déferlantes à partir des écoulements denses semble être dépendante de la vitesse de ces derniers. Néanmoins, la loi mathématique empirique utilisée dans le modèle numérique est déduite d'une physique plus simple (transport de particules par un flux cisaillant) et ne prend pas en compte explicitement l'influence des différents paramètres (influence de la taille des particules, rôle de la topographie, température, etc) sur la création des déferlantes. Il est donc nécessaire d'explorer ce mécanisme à l'aide de la modélisation expérimentale. Ce chapitre a pour objectif de reproduire en laboratoire la création d'une déferlante à partir d'un écoulement dense et d'étudier les principaux paramètres qui la contrôlent.

La formation des déferlantes a été étudiée par différents auteurs dans le passé, comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1. Différents processus peuvent contribuer à la formation des déferlantes : (i) l'entraînement d'air ambiant dans l'écoulement dense et l'élutriation des particules fines et du gaz (McTaggart, 1960; Sparks, 1976; Fisher, 1979 ; Wilson, 1980 ; Wilson & Walker, 1982); (ii) la collision des particules due aux mouvements et leur désintégration (Sparks et al., 1978; Fujii et Nakada, 1999; Dufek et Manga, 2008); (iii) ou l'entraînement turbulent à partir d'une couche limite (Denlinger, 1987; Burgisser et Bergantz, 2002). Ces processus peuvent potentiellement expliquer la formation des déferlantes, mais ils n'ont pas été démontrés expérimentalement. Parmi tous ces processus, certains semblent compatibles avec une dépendance de la quantité de masse produite à la vitesse de l'écoulement. Ce projet propose alors d'étudier la formation d'une déferlante en laboratoire afin de contraindre l'influence de chacun de ces mécanismes, et même en explorer de nouveaux.

II. Démarche scientifique

La démarche qui a été adoptée est une démarche exploratoire. Le principe est de générer un écoulement dilué, analogue à la déferlante, à partir d'un lit granulaire dense, analogue à l'écoulement dense, en reproduisant les conditions physiques évoquées dans les processus précédemment décrits. Il s'agit ensuite d'isoler le mécanisme physique générant un transfert de masse entre le lit granulaire dense et l'écoulement dilué. L'objectif est finalement de déterminer

le flux de masse associé à ce mécanisme, c'est-à-dire la quantité de matière mise en suspension par unité de temps et son évolution en fonction des paramètres de sa source d'émission.

Le sujet étant relativement vaste, tous les processus énumérés précédemment n'ont pas pu être étudiés. En effet seuls les mécanismes d'entraînement turbulent et d'ingestion d'air seront explorés. La fragmentation des particules lors de l'écoulement, nécessitent des contraintes expérimentales plus complexes. Le dispositif qui a été mis au point pour cette thèse permet d'étudier à la fois l'entrainement turbulent à l'aide de la partie soufflerie dans la version 1 du dispositif (c.f. chapitre 3), mais aussi l'incorporation d'air et l'élutriation à l'aide de la partie vibration dans la version 2 du dispositif (c.f chapitre 3). Différents réservoirs ont été utilisés pour étudier les mécanismes : le réservoir en acier, le réservoir en pyrex transparent, et le tube en plexiglas. Grace à cet aspect évolutif du dispositif, la formation des écoulements, l'effet de la taille des particules ainsi que l'effet de la température ont pu être étudiés pour chaque mécanisme. Pour une meilleure compréhension, la démarche expérimentale utilisée a été résumée dans la figure suivante (Fig I.1.) et servira de repère pour les différentes expériences décrites dans ce chapitre.

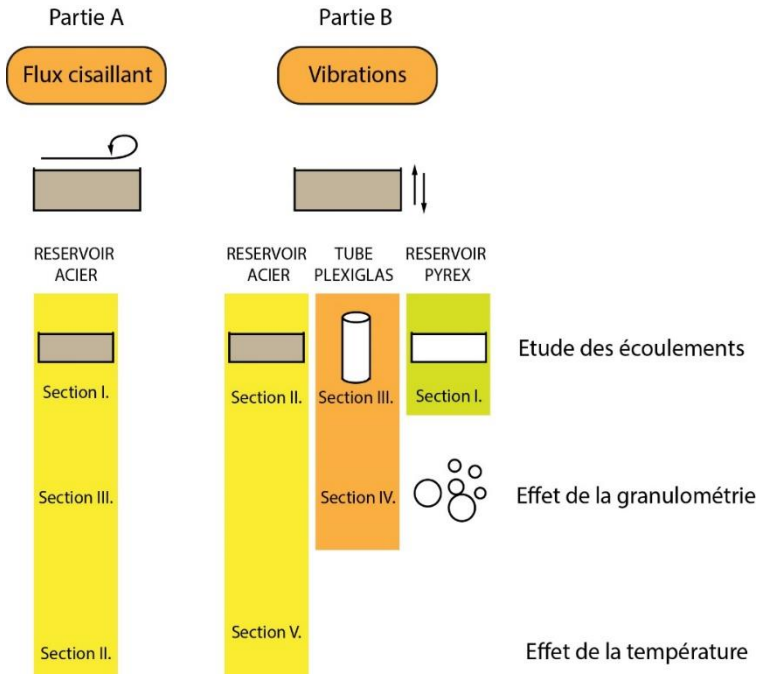


Figure I.1 : Schéma récapitulatif des différents réservoirs utilisés pour étudier les mécanismes de formation des déferlantes. Chacun de ces réservoirs est utilisé pour étudier une partie du mécanisme, précisée sur la partie droite.

L'entrainement turbulent a d'abord été étudié et sa description est donnée dans la partie A. Par la suite, l'étude de l'incorporation d'air par vibrations et de son élutriation à travers le lit granulaire a été menée et sera présentée dans la partie B. Enfin, l'extrapolation de ces études et leurs implications quant à la formation des déferlantes pyroclastiques seront discutées à la fin de ce chapitre dans la partie C.

Partie A : entrainement turbulent par cisaillement

I. Introduction

L'étude de la formation d'un écoulement dilué s'est d'abord portée sur l'entraînement turbulent, suggérée par le modèle de Denlinger (1987). Ce modèle montre que la surface de l'écoulement dense, au contact avec l'air, est soumise à de nombreux frottements par cisaillement car l'écoulement se déplace alors que l'air est stable. Cela génère une zone turbulente dont les tourbillons sont capables d'entrainer des particules de l'écoulement dense et de les mettre en suspension (illustration Fig. 6.1 à gauche). Ces tourbillons turbulents chargés de particules forment alors un nuage dilué au-dessus, dont la flottabilité est renforcée par le transfert thermique des particules vers le gaz.

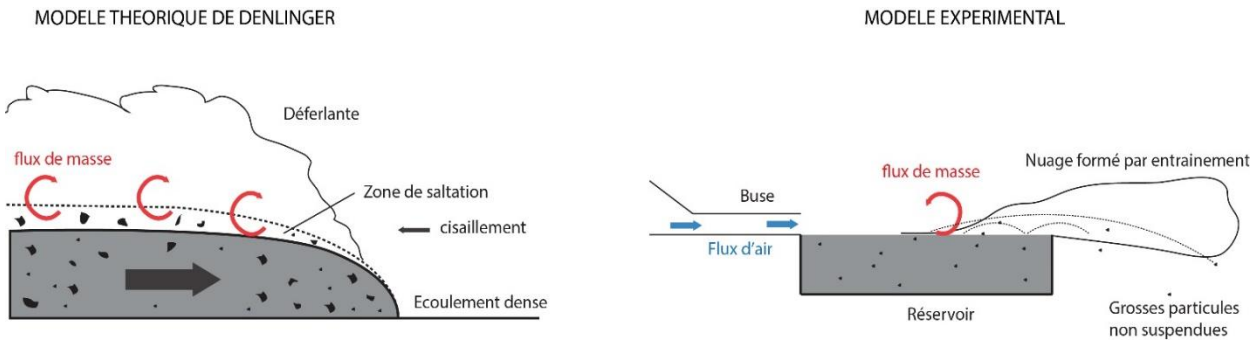


Figure 6.1 : Schéma comparatif entre le mécanisme de Denlinger (1987) à gauche et le modèle expérimental de cette étude à droite. Le flux de masse du à l'entrainement est réprésenté par les flèches rouges.

Il s'agit donc de reproduire expérimentalement ce frottement différentiel produit par le déplacement d'un écoulement granulaire dans l'air, considéré lui comme immobile. Ce mécanisme a été étudié dans le dispositif expérimental version 1 : le réservoir en acier est rempli au maximum de particules, et un flux d'air horizontal de vitesse variable est imposé à sa surface. Cette disposition permet de recréer le frottement différentiel air-particule et a été préféré pour des raisons de simplifications expérimentales. Le lit de particules est fixe et c'est l'air qui se déplace, comme illustré dans la figure 6.1. Le but est alors d'étudier l'évolution de la quantité de masse entraînée par unité de temps lorsque la vitesse du flux d'air varie. Ces résultats sont présentés dans la 2ère partie. Tous les autres paramètres doivent être maintenus constants (masse totale de particules, rugosité de la surface, température des particules, granulométrie). Dans un second temps, l'influence de la température a été étudiée et sera elle présentée dans la 3ème

partie. Enfin, l'effet de la granulométrie sera discuté dans la 4ème partie, et sera suivie d'une discussion générale de tous ces résultats dans la 5ème partie.

II. Mesure du flux de masse

2.1. Protocole expérimental

Le protocole expérimental consiste à mesurer avec une balance de précision la masse du réservoir avant puis après l'expérience tout en mesurant sa durée avec un chronomètre. Le flux de masse moyen produit durant l'expérience correspond alors à la différence de masse (masse de particules perdue) divisée par la durée de l'expérience. Les particules utilisées sont l'ignimbrite de Neschers, dont la distribution de taille de grain est décrite dans le chapitre 3 section 3.4.4. Ces particules polydisperses ont été choisies dans un premier temps afin d'assurer la même granulométrie qu'au sein des écoulements denses. Pour respecter les conditions thermiques des écoulements pyroclastiques, avant chaque expérience l'ignimbrite est chauffée à 350°C pendant 5h, une température proche de celles observées dans les dépôts pyroclastiques comme à Montserrat (350 à 450°C, Calder et al., 1999) ou bien au Vésuve (280 à 350°C, Zanella et al., 2014). Le réservoir est par la suite rapidement inséré dans le support afin d'éviter une perte de température trop importante à la surface. L'évolution de la température est suivie par la caméra thermique placée à l'extrémité du dispositif. Elle montre un refroidissement d'environ 2°C/s. Le flux d'air imposé à la surface à travers la buse plate est contrôlé par un débitmètre positionné après la valve d'ouverture du compresseur. Puisque la section de la buse ne varie pas, l'augmentation du débit d'air aura pour conséquence une augmentation de la vitesse du flux d'air au sortir de la buse. 5 débits différents ont été explorés : 250, 500, 750, 1000, et 1250 L min^{-1} ce qui correspond à une vitesse de flux d'air de 5, 9, 14, 17 et 21 m s^{-1}, mesurée à la sortie de la buse par un anémomètre à hélice. Des mesures au-delà de 21 m s^{-1}, ont aussi été effectuées mais des biais expérimentaux apparaissent car le flux d'air est trop important, ce qui a pour conséquence une vidange très rapide du réservoir. Les mesures de flux de masse ont donc été restreintes aux cinq vitesses énumérées précédemment. Entre chaque expérience le réservoir est de nouveau rempli de particules au maximum puis replacé dans le four afin de maintenir les mêmes conditions.

2.2. Résultats

Une mesure du flux de masse moyen a été réalisée en fonction des différentes vitesses de flux d'air. Néanmoins ce flux de masse ne semble pas constant lorsque la durée de

l'expérience varie. Pour observer ses variations, une mesure de ce flux est effectuée en faisant varier systématiquement la durée de l'expérience, pour chaque vitesse d'air. Les résultats sont présentés figure 6.2. Nous remarquons alors que ce flux de masse n'est pas constant lorsque la durée varie mais présente un pic d'efficacité pour une durée d'expérience d'environ 5 à 7 s, avant de diminuer progressivement lorsque celle-ci augmente. Ce comportement est observable pour les 5 différentes vitesses du flux d'air, où seule l'amplitude du pic change (Fig. 6.2). Ces résultats montrent que le flux de masse est bien fonction de la vitesse du flux d'air incident. En revanche, la présence de pics montre que les conditions expérimentales influent sur le flux de masse, notamment le creusement du lit granulaire qui modifie la surface de contact air-particules au court du temps. Il faut donc veiller à maintenir les mêmes conditions expérimentales pour chaque mesure.

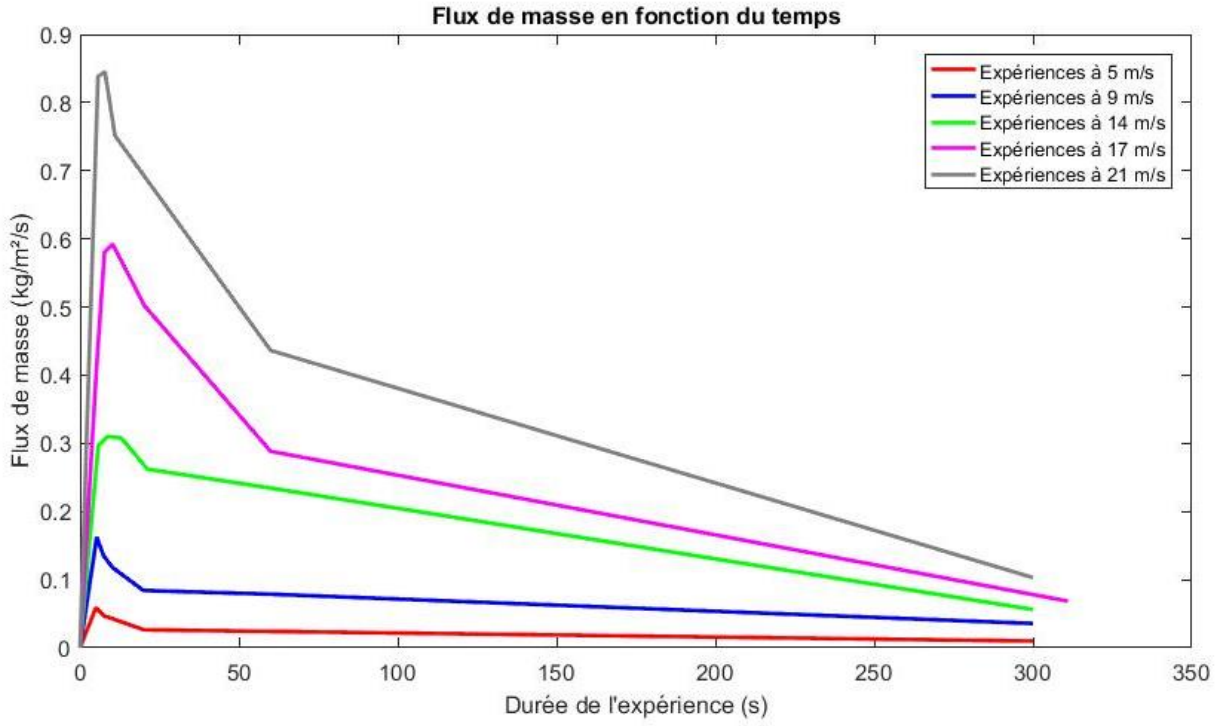


Figure 6.2 : Evolution du flux de masse moyen, arraché du réservoir, en fonction de la durée de l'expérience pour 5 vitesses de flux d'air différentes.

Afin de comparer les résultats, c'est le flux de masse de chacun des pics (figure 6.2) qui a été choisi comme le plus représentatif de l'expérience. Les mesures sont reportées en fonction de la vitesse du flux d'air associée sur la figure 6.3. Ces mesures ont été répétées une seconde fois afin d'estimer la réplicabilité du phénomène. Les résultats montrent que plus le flux d'air est important, plus la masse de particules entrainées puis transportées chaque instant est grande. Mais la croissance n'est pas linéaire mais suivant une fonction puissance du type : $F_m = k\ v_f^{\ n}$

avec F_m le flux de masse (kg s^{-1} m^{-2}), v_f la vitesse du flux d'air (m s^{-1}). Par régression, le coefficient *k* et l'exposant *n* de la fonction sont estimés en déterminant le meilleur coefficient de détermination R^2. Pour cela, une gamme de valeurs est explorée pour chaque paramètre et un coefficient R^2 est calculé pour chaque couple. Il semblerait que la meilleure regression, obtenue avec un R^2 de 0.96, soit :

$$F_m = 0.001\ v_f^{\,2.2} \tag{1}$$

Les deux séries de mesures donnent des résultats très proches, montrant que le mécanisme est reproductible. Seules les mesures à 21 m s^{-1} sont plus éloignées de la loi empirique, signe probablement d'un début de biais dû à la vidange trop rapide du réservoir.

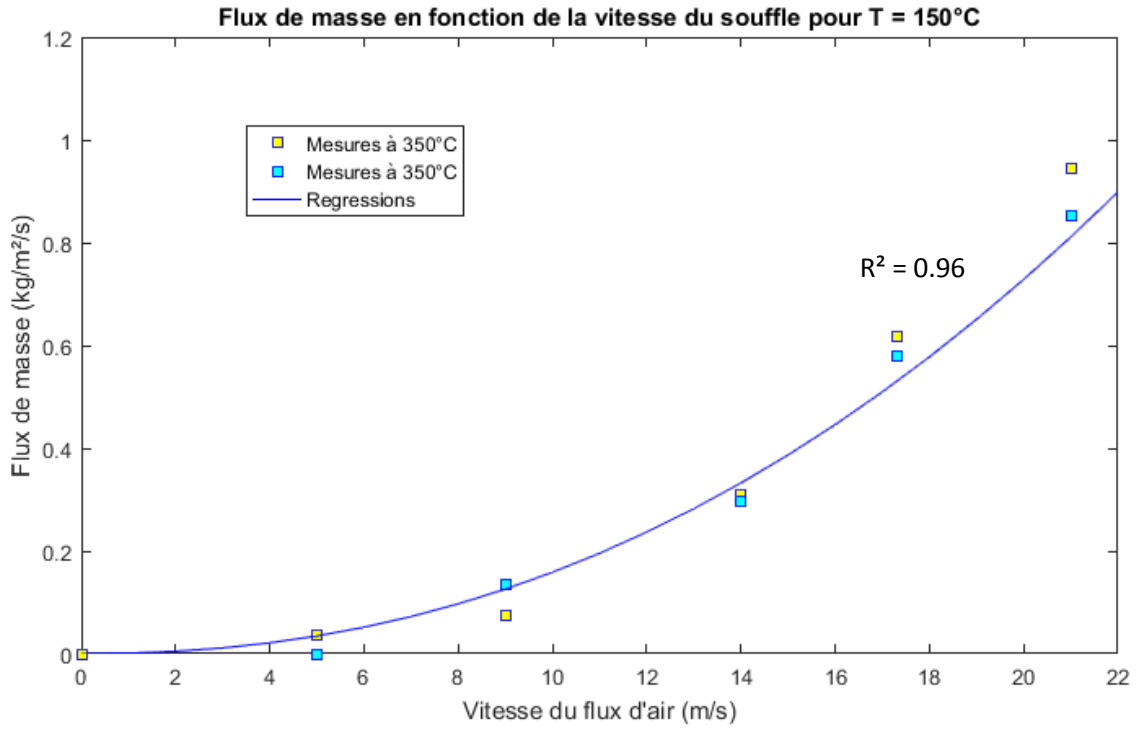


Figure 6.3 : Mesures du flux de masse moyen de particules arrachées en fonction de la vitesse du flux d'air imposé à la surface du réservoir. Deux séries de mesures ont été réalisées, reportées par les points jaunes et bleus, ainsi que la loi empirique (courbe bleue) modélisant leur allure générale.

III. Influence de la température

Les expériences décrites précédemment ont été réalisées à 350°C pour se rapprocher au maximum de la température des dépôts pyroclastiques. Afin d'étudier l'effet de la température sur ce mécanisme, les mêmes expériences ont été réalisées mais à une température inférieure, 150°C. Le même protocole expérimental est adopté, toujours en utilisant l'ignimbrite de

Neschers. Le flux de masse moyen émis en fonction de la vitesse du flux d'air est mesuré durant 5 s, puis reportés sur la figure 6.4. Les résultats obtenus avec l'ignimbrite à 350°C ont aussi été ajoutés pour la comparaison.

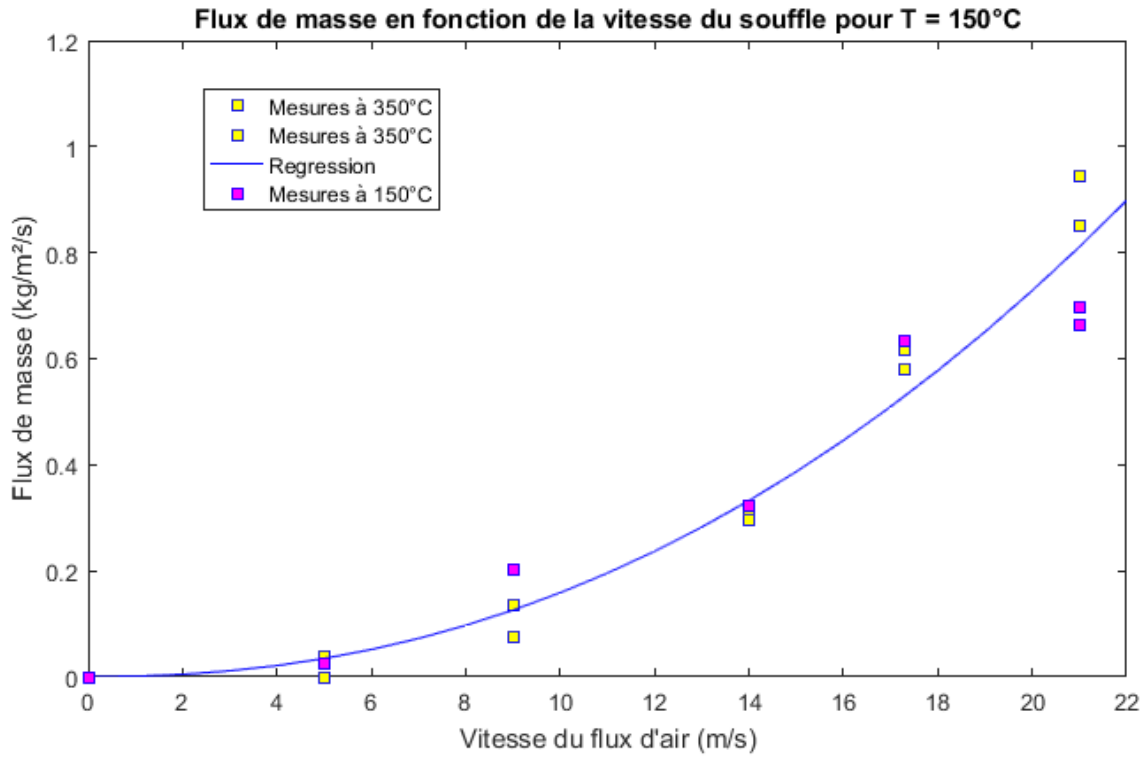


Figure 6.4 : Evolution du flux de masse moyen émis en fonction de la vitesse du flux d'air. Les expériences réalisées à 350°C sont reportées en bleu, et celles réalisées à 150°C en magenta. La loi empirique Eq. (1) est représentée par la courbe bleue.

Nous pouvons observer sur la figure 6.4 qu'il n'y a pratiquement pas de différence entre les deux séries de mesures. La régression Eq. (1) liant le flux de masse au cube de la vitesse du flux d'air semble toujours valable pour cette température-là. Ces résultats semblent montrer que la température a peu d'influence sur le mécanisme d'entrainement turbulent. Malgré le réchauffement de l'air que peut provoquer le lit d'ignimbrite chaud, le flux d'air provenant du compresseur est probablement trop rapide pour qu'un flux ascendant se crée. Le flux de masse produit est donc constant quelle que soit la température.

IV. Effet de la granulométrie du lit granulaire

Les résultats des expériences montrent qu'une large gamme de taille de particules peut être entraînée, mais que ces particules ne seront pas transportées de la même manière. En effet, comme on le voit sur la figure 6.5 les grosses particules visibles à l'œil nu adoptent une trajectoire balistique, alors que les particules plus fines forment un nuage turbulent qui ne sédimente pas immédiatement après avoir quitté le réservoir. Une ségrégation granulométrique

se produit donc dès lors que les particules ont été entrainées en dehors du réservoir. Mais l'observation importante est que toutes les particules de l'ignimbrite sont entrainées durant l'expérience, quelle que soit leur taille et quelle que soit la vitesse du flux d'air utilisée. Si le transport présente des disparités dues à la taille, il semblerait que l'entrainement ait été le même pour toutes les tailles de particules de l'ignimbrite.

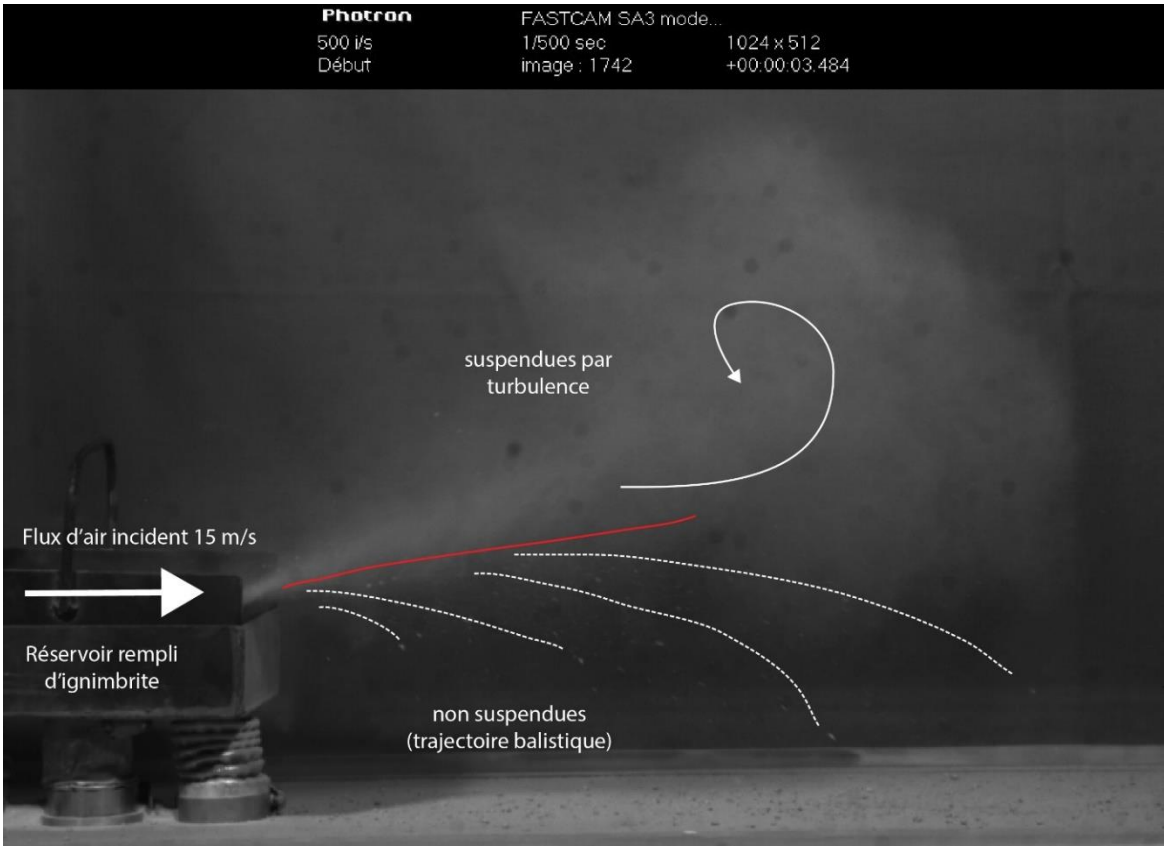


Figure 6.5 : Illustration de la ségrégation granulométrique opérée dans les expériences (ignimbrite de Neschers) juste après l'entrainement des particules par le flux d'air incident (15 m s^{-1} pour cette expérience). Au-dessus de la ligne rouge les particules fines sont suspendues par turbulence et forment un nuage dilué, en-dessous de la ligne les particules ne sont pas suspendues dans l'air et chutent en adoptant une trajectoire balistique. L'image a été enregistrée par la caméra HV à 1.6 s après l'ouverture du flux d'air.

La théorie concernant l'entrainement turbulent d'une particule au repos, décrite notamment par Bagnold (1941) ou Allen (1994) comme nous l'avons vu chapitre 2, prévoit que la capacité d'un tourbillon à entrainer cette particule dépend notamment de sa taille. Cela implique que si le flux d'air est important, la vitesse de cisaillement sera aussi importante et donc que la taille de particule maximale supportée par le flux d'air sera grande. Le flux d'air est susceptible d'entrainer toutes les particules de taille inférieure à une taille critique, dépendante de la vitesse de cisaillement u^* de ce flux (Bagnold, 1941). Cette vitesse de cisaillement est calculée suivant l'équation (9) chapitre 2 :

$$u^* = \frac{u_{(z_D)}\, k}{\ln\left(30 z_D / k_s\right)} \qquad (2)$$

L'épaisseur de la couche limite z_D est estimée à 2 cm, la rugosité k_s à 0.5 cm et la constante de von Karman k est d'environ 0.4. Finalement, pour le flux d'air minimal de vitesse $u_{(z_D)}$ = 5 m.s^{-1}, la vitesse de cisaillement est u^* = 0.4 m.s^{-1}. Reportée sur le graphique de Bagnold (1941) figure 6.6 de manière simplifiée, la vitesse de cisaillement montre que le système est capable théoriquement d'entrainer toutes les particules inférieures à environ 0.8 mm de diamètre, c'est-à-dire la majorité des particules de l'ignimbrite de Neschers. Et c'est bien ce que l'on observe dans les expériences, le flux d'air est capable d'entrainer toutes les tailles de particules de l'ignimbrite (du micron au millimètre, Fig. 6.5). En résumé, la taille des particules et la polydispersité de l'ignimbrite ont donc peu d'influence sur le mécanisme d'entrainement car la taille des particules est relativement faible comparée à la vitesse du flux d'air incident. Les résultats montrent aussi que la ségrégation granulométrique observée n'a pas lieu durant le processus d'entrainement, mais durant la phase de transport.

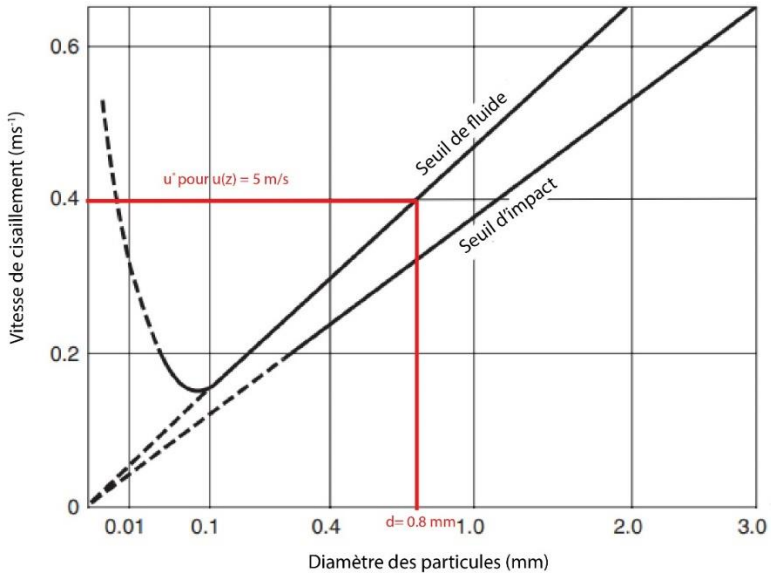


Figure 6.6 : Evolution du seuil d'entrainement en fonction de la vitesse de cisaillement et de la taille des particules, d'après Bagnold (1941). Il y est reporté le calcul de la vitesse de cisaillement pour un flux d'air de 5 m/s (flux d'air minimal), permettant d'obtenir la taille critique d'entrainement.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le transport des particules est dépendant du couplage air-particule, c'est-à-dire la capacité du fluide à maintenir une particule en suspension. Admettons simplement que les particules soient mises en suspension si leur vitesse de sédimentation (fonction de leur taille et de leur densité) est inférieure à la vitesse verticale de l'écoulement. Suivant l'approche de Burgisser et Bergantz (2002) résumée chapitre 2, le nombre de stabilité Σ est de la forme:

$$\Sigma = \frac{w}{u_T} \tag{3}$$

où w est la vitesse de sédimentation des particules ($\rho_p = 2500\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$ $\rho_f = 1.2\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$, d le diamètre des particules, $C_d = 1$ le coefficient de trainée des particules) et u_T la vitesse des tourbillons. Pour rappel, si $\Sigma < 1$ les particules seront influencées par les tourbillons et seront susceptibles d'être suspendues. On rappelle aussi le nombre de Stokes (voir Chapitre 2) :

$$S_T = \frac{t_p}{t_f} \tag{4}$$

En mettant en compétition ces deux nombres sans dimension dans les conditions des expériences de cette thèse, le diagramme de Burgisser & Bergantz (2002) a été recalculé et présenté sur la figure 6.7. A noter que les échelles pour les nombres sans dimensions sont logarithmiques. Le nombre de Stabilité et le nombre Stokes ont été calculés suivant une large gamme de taille de particules (de -2 à 10 Φ soit de 4 mm à 1 µm) avec une masse volumique d'environ 800 kg m^{-3} (figure 6.7). La vitesse des tourbillons a été estimée à partir de la vitesse du flux d'air incident, en considérant que cette vitesse est du même ordre de grandeur. Les expériences ont donc explorées la zone de 0 à 20 m s^{-1} approximativement. Les domaines de comportement des particules sont identifiés sur la figure 6.7 : chute, enrôlées, marges, transport homogène, sédimentation turbulente (c.f. chapitre 2). La zone rose représente le domaine exploré dans les expériences, suivant l'étude de la distribution de taille de grains de l'ignimbrite (c.f. chapitre 3) reportée en-dessous du diagramme. Nous constatons qu'une bonne partie de la distribution de tailles de particules, inférieure à 125 µm (3 Φ) approximativement, se trouve dans la zone où $\log \Sigma_T < 0$, signifiant que le fluide est capable de transporter ces particules. Les particules de taille supérieure à approximativement 500 µm (2 Φ) seront à l'inverse difficilement transportées et sédimenteront assez rapidement. Dans le cas extrême des particules supérieures au millimètre (0 Φ), les particules ne sont pratiquement pas transportées mais simplement projetées, d'où cette trajectoire balistique observée dans les expériences ($\log S_T >> 1$ donc les particules ne sont pas influencées par le fluide environnant). Ces différences de comportements peuvent donc être à l'origine de la ségrégation des particules dans l'air.

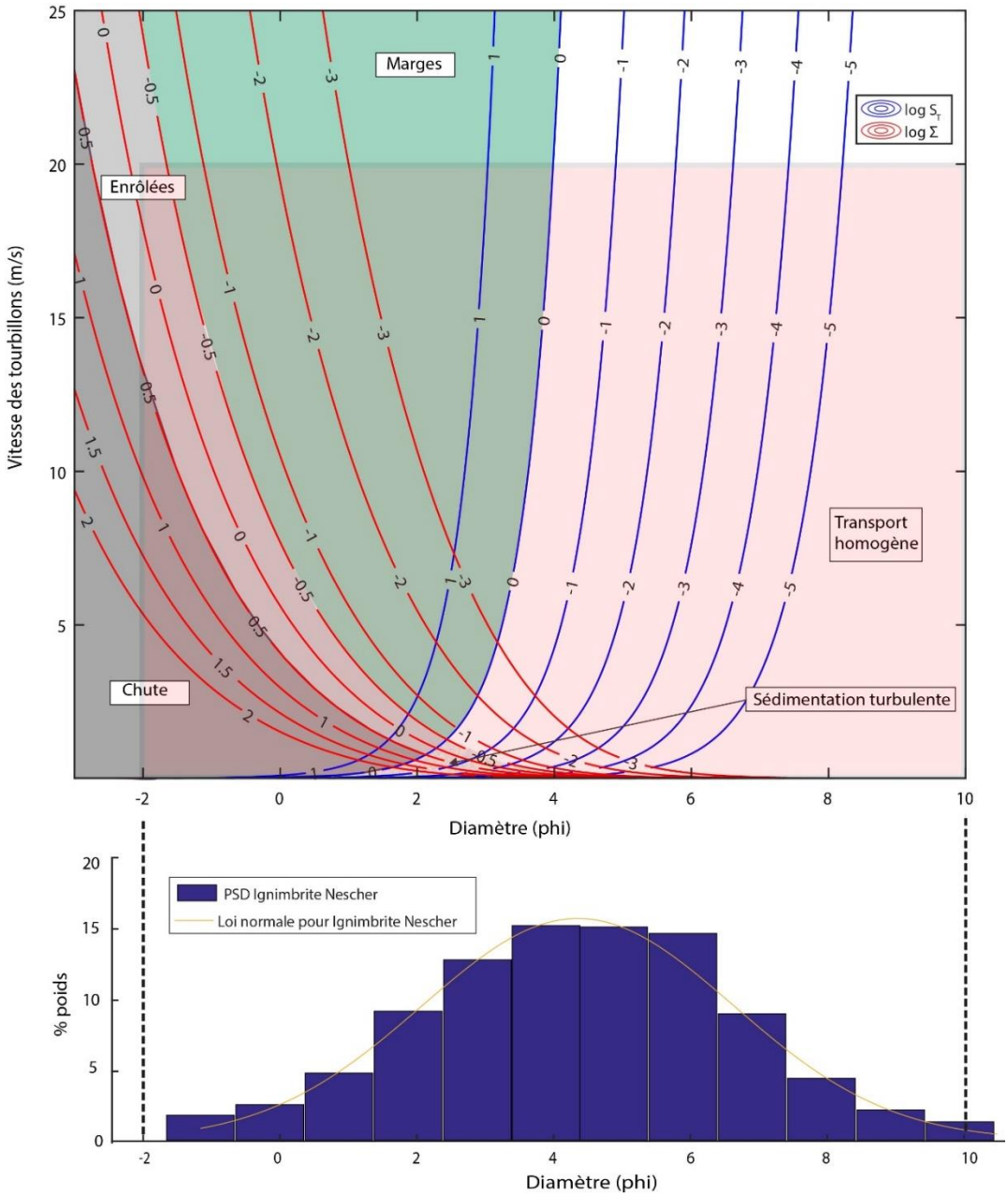


Figure 6.7 : Domaines de stabilité de l'ignimbrite déterminés en calculant le nombre de Stokes et le nombre de Stabilité (Burgisser et Bergantz, 2002). Les conditions explorées dans les expériences (estimations) sont représentées par la zone rose. A partir des travaux de Burgisser et Bergantz (2002) cinq comportements différents des particules dans un fluide en mouvement peuvent être décrits et leurs domaines respectifs ont été représentés.

En résumé, les expériences montrent que la taille des particules joue un rôle important dans le transport des particules où une ségrégation de taille s'opère. En revanche, il semblerait que la taille joue un rôle secondaire dans le mécanisme d'entrainement où toutes les tailles des particules de l'ignimbrite sont transportées dans les expériences. Ce rôle peut être considéré comme secondaire uniquement dans les conditions adoptées dans les expériences de ce projet car les vitesses de flux d'air sont largement supérieures au seuil de vitesse nécessaire pour faire décoller les particules de la taille de celles de l'ignimbrite de Neschers.

V. Discussion

Les résultats montrent une forte dépendance du flux de masse à la vitesse du flux d'air, suivant une loi au cube. Ceci est en accord avec les études concernant les tempêtes de sable, initiées en premier lieu par Bagnold (1941), où les mêmes conditions de cisaillement turbulent sont présentes. Bagnold (1941) met en évidence une relation de puissance entre la vitesse moyenne d'un flux d'air v_f et la quantité de particules entrainées q. Cette loi, aussi appelée « *Bagnold's 3rd power law* », peut s'exprimer sous la forme simplifiée :

$$q = c v_f^{\,3} \tag{5}$$

avec c une constante empirique, q s'exprimant en kg m^{-2} s^{-1}. Depuis les travaux de Bagnold, des versions plus ou moins complexes de cette équation ont été déterminées, notamment pour l'érosion des dunes de sable, mais respectent toujours cette loi de puissance comme le résument Xuan (2004) ou bien Pye and Tsoar (2009). La loi empirique déterminée dans les expériences étant relativement proche, le dispositif expérimental semble reproduire le même mécanisme d'entrainement malgré la haute température de nos expériences. La dynamique d'une tempête de sable est proche de celle des déferlantes comme l'indiquent Pye (1994) ou bien Doronzo et al. (2016). En effet, les tempêtes de sable sont des nuages de particules en suspension dans l'air qui se déplacent par l'action du vent et par différence de densité comme un écoulement de gravité (Doronzo et al., 2016). La taille des particules transportées est comparable (environ 100 µm) et le processus de sédimentation est le même (Pye, 1994 ; Pye and Tsoar, 2009 ; Doronzo et al., 2016).

Mais le principal point discordant est la position de la zone de cisaillement. Si pour le cas des tempêtes de sable une large partie du sol agit comme surface d'émission, dans un écoulement pyroclastique, seul le front de l'écoulement dense est exposé à un cisaillement avec l'air ambiant. En effet, après la formation de la déferlante, le frottement cisaillant disparaît car les deux écoulements se déplacent plus ou moins à la même vitesse. La comparaison entre tempêtes de sable et déferlantes est donc limitée et montre que ce mécanisme n'est probablement pas le seul capable d'expliquer la formation des déferlantes.

Le modèle théorique de Denlinger est basé sur le cisaillement de l'écoulement pyroclastique dense par l'air ambiant au niveau du front. La loi de flux de masse issue de ce modèle s'exprime sous la forme :

$$q = \rho_p v \left(\frac{C_f}{2} \right) \quad (6)$$

avec ρ_p la densité des particules (kg m^{-3}) et C_f le facteur de frottement, coefficient empirique sans unité fonction de la rugosité k_s au sommet de l'écoulement dense. En comparant avec le flux déduit dans les expériences, nous constatons que le flux de masse de Denlinger suit une loi linéaire avec la vitesse de l'écoulement, et non en puissance comme dans les expériences. En réalité cette comparaison est à modérer. En effet, dans ce modèle de Denlinger, le flux représente uniquement la masse de particules entrainées et suspendues dans la déferlante, et non les particules en saltation. Or dans les expériences, le flux de masse mesuré correspond à la masse totale entrainée, c'est-à-dire une combinaison des particules en saltation et des particules en suspension dans le nuage. Et il est difficile expérimentalement d'isoler la masse uniquement transportée par le nuage de celle transportée par saltation. La comparaison entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux et donc lui aussi limité. De plus, dans les expériences le nuage et les particules sont rapidement isolées du réservoir après avoir été entrainées. Or dans le modèle de Denlinger (1987) il n'y a pas d'isolement et un échange thermique s'opère entre l'écoulement dense et la déferlante au-dessus et entraîne une augmentation de la flottabilité de cette dernière, contribuant à son maintien. Le dispositif expérimental ne peut donc pas reproduire exactement les conditions nécessaires au modèle de Denlinger, ce qui explique probablement pourquoi les flux de masse ne sont pas exactement les mêmes.

En résumé, les résultats obtenus dans ce modèle expérimental montrent que le mécanisme d'entrainement des particules est comparable à celui qui s'opère dans les tempêtes de sable, en utilisant des particules volcaniques et même à de fortes vitesses (jusqu'à 20 m s^{-1}). La loi obtenue est compatible avec les lois qui permettent de reproduire les dépôts naturels par modélisation numérique (c.f. chapitre 5). Cependant, si les mécanismes de formation de ces deux processus sont comparables au premier ordre, la zone de formation pour une déferlante est limitée au front de l'écoulement dense ce qui limite l'importance de ce mécanisme d'entrainement turbulent. Enfin, les résultats sont proches du modèle théorique de Denlinger mais l'influence de la température ne peut être reproduite dans ces expériences. L'exploration d'autres mécanismes est donc nécessaire.

Partie B : incorporation d'air par vibration

I. Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la formation des déferlantes a aussi été proposée comme le résultat de l'élutriation de l'écoulement dense chargé de gaz (Fisher, 1979 ; Wilson, 1980). Pour rappel, ce gaz peut être d'origines diverses et les principaux mécanismes sont : l'incorporation d'air ambiant au front de l'écoulement lors de la mise en place (Mc Taggard, 1960), le piégeage du gaz volcanique et de l'air ambiant durant la formation de l'écoulement pyroclastique (Sparks et Wilson, 1976 ; Wilson, 1980 ; Bréard et al., 2018), l'évaporation du substrat au passage de l'écoulement chaud (Wilson, 1980), le dégazage des clasts eux-mêmes lors de leur fragmentation durant le transport (Sparks et al., 1978 ; Takahashi et Tsujimoto, 2000), l'incorporation d'air par un substrat rugueux (Chedeville et Roche, 2014, 2018) ou bien le piégeage du gaz lors de la sédimentation (Druitt, 1995 ; Bréard et al., 2018). Afin de reproduire une déferlante dans le dispositif expérimental, l'objectif est donc de forcer l'incorporation de l'air dans un lit granulaire et provoquer son élutriation simultanément, de manière à générer un écoulement dilué.

Afin de reproduire l'incorporation d'air, le dispositif expérimental version 2 (c.f chapitre 3) a été utilisé afin de faire vibrer verticalement le lit granulaire à une fréquence et une amplitude constante. Chaque vibration provoque une dilation du lit granulaire forçant l'air à entrer. Cet air incorporé est par la suite éjecté du réservoir durant une phase de compression, et viendra constituer un écoulement de gravité par élutriation. L'exploration de ce mécanisme a été réalisée en utilisant 3 réservoirs différents (voir figure I.1 de l'introduction générale) de manière à observer tout le dynamisme qui s'y opère. Pour une meilleure compréhension, les nombreux résultats de cette Partie B ont été organisés en sept parties : nous allons d'abord nous intéresser dans la section II à la description et l'analyse qualitative du mécanisme de vibration via des expériences simples. Nous nous focaliserons spécifiquement dans la section III sur la mesure du flux de masse produit par ce mécanisme de vibration. Dans la section IV nous analyserons l'influence de la forme du dispositif, et plus précisément celle des réservoirs. Nous aborderons par la suite l'effet des paramètres maintenus constants, à savoir la granulométrie dans la section V et la température dans la section VI. Enfin, la section VII sera consacrée à l'interprétation de tous ces résultats à travers leur modélisation mathématique.

II. Description et analyse qualitative

2.1. Protocole

Ce mécanisme est complexe à observer et à décrire. Cette partie est consacrée uniquement à sa description qualitative afin de comprendre quelle dynamique s'opère dans le réservoir soumis à des vibrations. Pour observer de manière optimale les phénomènes, notamment dans le réservoir, dans cette section le réservoir en pyrex transparent est utilisé. L'expérience est alors suivie par la caméra haute vitesse qui enregistre à une fréquence de 500 images/secondes. Deux matériaux sont utilisés : de l'ignimbrite de Neschers, ainsi que des billes de verre de 6 mm de diamètre monodisperse afin de comparer les deux comportements. Dans les expériences, les particules sont maintenues à température ambiante et vibrées à une fréquence de 6 Hz pour une amplitude de 2 cm. Nous allons maintenant observer plus précisément la dynamique interne, ainsi que la transformation du nuage dilué en un écoulement de gravité.

2.2. Description du mécanisme

Un cycle de vibration peut être découpé en 3 phases : lorsque le réservoir monte pour atteindre son maximum de hauteur, lorsqu'il redescend, et lorsque qu'il est à son point le plus bas. Les 2 premiers cycles d'une expérience à une fréquence de 6 Hz (480 tours/min pour le moteur) sont enregistrés et présentés sur la figure 6.8. Sur cette séquence d'images, nous observons que l'ignimbrite se dilate de l'image 1 à l'image 3. En effet, sa surface s'élève de 3 cm environ entre les trois images, tandis que le réservoir redescend, augmentant donc le volume du lit granulaire. Par transparence, nous pouvons voir que seule une fine couche (5 mm) est mobilisée lors de ce cycle. Le reste du lit granulaire est immobile et compacte. La partie dilatée semble donc peu concentrée. Entre l'image 3 et 4, le réservoir effectue la fin de son cycle et remonte à sa position maximale de hauteur. Nous observons alors que le réservoir de l'image 4 possède maintenant un nuage de particules fines au-dessus de sa surface comparé à l'image 1. Les gaz présents dans le lit dilaté ont donc été expulsés hors du lit granulaire lors de la remontée et ont donc emporté avec eux une partie des particules, les plus fines notamment. Lorsque le cycle recommence de l'image 4 à 6, le nuage reste autour du réservoir, et un nouvel apport de particules s'effectuera lors de la prochaine remontée de celui-ci. Le nuage dilué semble donc être créé par incorporation forcée de l'air lors d'une phase de dilatation, puis l'élutriation du lit granulaire dû à la percolation forcée des gaz lors de la compaction. Nous remarquons cependant

qu'une seule partie du lit granulaire est affectée par les vibrations et que la majorité du lit reste collée au fond du réservoir. Une comparaison avec les billes de 2 mm est alors nécessaire.

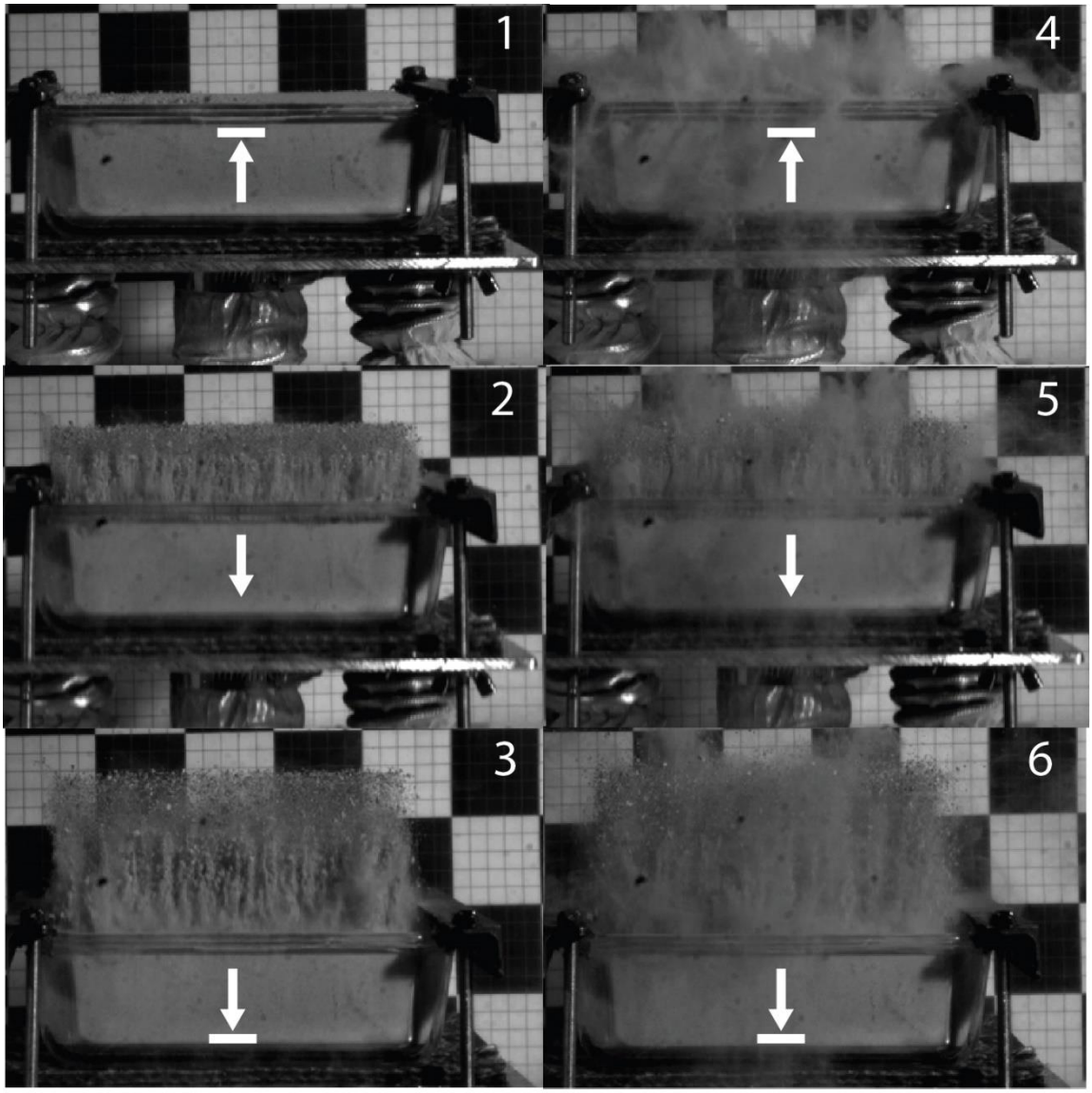


Figure 6.8 : Séquence d'images prise par caméra haute vitesse des deux premiers cycles d'un réservoir soumis à une vibration verticale d'amplitude 2 cm et de fréquence 6 Hz. Les images 1 à 3 représentent la phase de descente du 1er cycle, et les images de 4 à 6 représentent la phase de descente du 2ème cycle. Les flèches représentent quant à elles la position du réservoir : flèche vers le haut avec une barre le réservoir est en position haute, flèche vers le bas le réservoir est en train de redescendre, flèche vers le bas avec une barre le réservoir est en position basse.

Pour comprendre la dynamique qui s'opère dans le réservoir nous allons opposer deux systèmes différents, schématisés sur la figure 6.9 en A et B, suivant 3 instants différents d'un cycle de vibration. Le système A est composé de billes de verre de 6 mm de diamètre qui sont vibrées verticalement, et dont la perméabilité est forte (10^{-5} m²). Le système B est composé d'ignimbrite (polydisperse) de perméabilité très faible (10^{-12} m²) vibrée de la même manière. Nous allons maintenant comparer le comportement du système A et du système B pour chacun des trois instants du cycle :

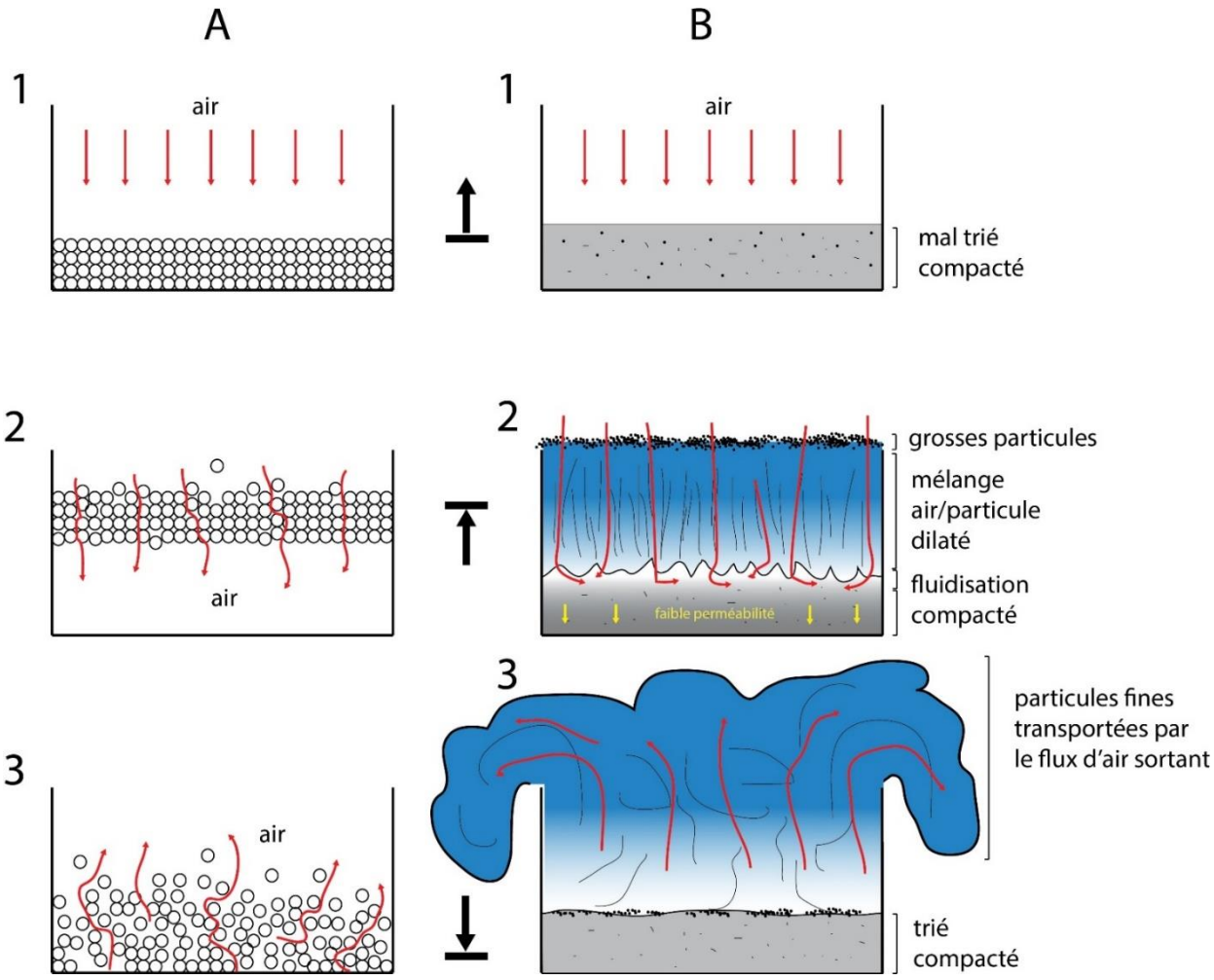


Figure 6.9 : Schéma résumant le comportement lors d'une vibration pour un système composé de billes de verre de 2 mm de diamètre (système A) comparé à un système composé d'ignimbrite polydisperse (système B). Les 2 systèmes sont comparés lors de la remonté du réservoir (1.), lorsque le réservoir atteint la position haute (2.) puis lorsque le réservoir atteint la position basse (3.).

1. Le réservoir s'élève, l'air est plaqué sur les particules par la remontée de celui-ci :

   - A et B : les particules sont compressées au fond du réservoir et restent en lit compact.

2. Le réservoir atteint le point le plus haut et décélère :

   - A : Par inertie, les billes décollent, aucune force ne les retient. A cause de la forte perméabilité des grosses billes, l'air peut passer à travers les pores et combler l'espace vide laissé par les particules en suspension, sans résistance.

   - B : Les particules à la surface du lit granulaire décollent, notamment les grosses puisqu'elles ont une plus forte inertie. A mesure que la surface se détache, l'air est aspiré progressivement dans le lit granulaire pour former une zone dilatée. Mais il ne peut se glisser entre les particules et atteindre la base du réservoir car la perméabilité est trop faible. A quelques millimètre sous la surface, l'air extérieur ne parvient pas suffisamment rapidement

jusqu'aux pores du lit compact. L'expansion crée une dépression dans cette partie compacte qui empêche les particules de se séparer et donc de décoller. Cette partie dilatée correspond donc aux particules qui ont décollé car elles sont peu affectées par le gaz, séparées du reste du lit granulaire collé au fond du réservoir à cause de la faible perméabilité. Dans le détail, cette zone dilatée présente des structures verticales fibreuses signes d'une entrée d'air latérale. L'air ne pouvant pas progresser jusqu'en bas du lit granulaire, il semble tout de même interagir avec les particules d'ignimbrite puisque la surface se comporte comme un liquide, témoignant d'une probable fluidisation.

3. Le réservoir redescend et atteint son point le plus bas, et décélère.

- A : Les grosses billes en suspension chutent et heurtent le fond du réservoir sans être influencées par l'air ambiant. Elles entrent en collisions et le cycle recommence.

-B : La zone dilatée se compacte car les particules retombent sur le lit granulaire. Le mélange étant fortement chargé d'air, il est alors violemment expulsé hors du réservoir par compaction. L'air percole à travers les particules et entraine avec lui une partie d'entre elles, les plus fines, et les met en suspension. Un nuage composé d'air et de particules se forme autour du réservoir et retombe par densité, avant qu'un nouveau cycle ne redémarre. Ce mécanisme fait perdre de la masse au système à chaque cycle en formant un nuage.

2.3. Fluidisation du lit granulaire

Lors de la répétition de ces cycles de vibrations, la surface du lit granulaire restée compacte n'est pas immobile, et se comporte comme un liquide comme illustré sur la figure 6.10. Les jets de matériau granulaire retombent à la surface du lit en s'écoulant latéralement comme un jet d'eau, tout en formant des vagues se propageant à la surface d'un liquide. Dès lors, les grains ne semblent plus être contrôlés par les contacts frictionnels et se comportent comme s'il n'y avait plus de frottements. Un tri granulométrique s'opère et les grosses particules migrent vers la surface tandis les particules plus fines restent dans le partie compacte. Nous pouvons observer cela sur la figure 6.10 où les grosses particules se retrouvent principalement dans la zone expansée contrairement aux particules fines. Ce type de comportement est qualifié de fluidisé (voir chapitre 2). Le lit granulaire en vibration peut donc adopter différents comportements (solide, liquide, ou particule libre) lorsqu'il est soumis à cette vibration verticale. L'interaction des particules avec l'air interstitiel semble donc jouer un rôle important.

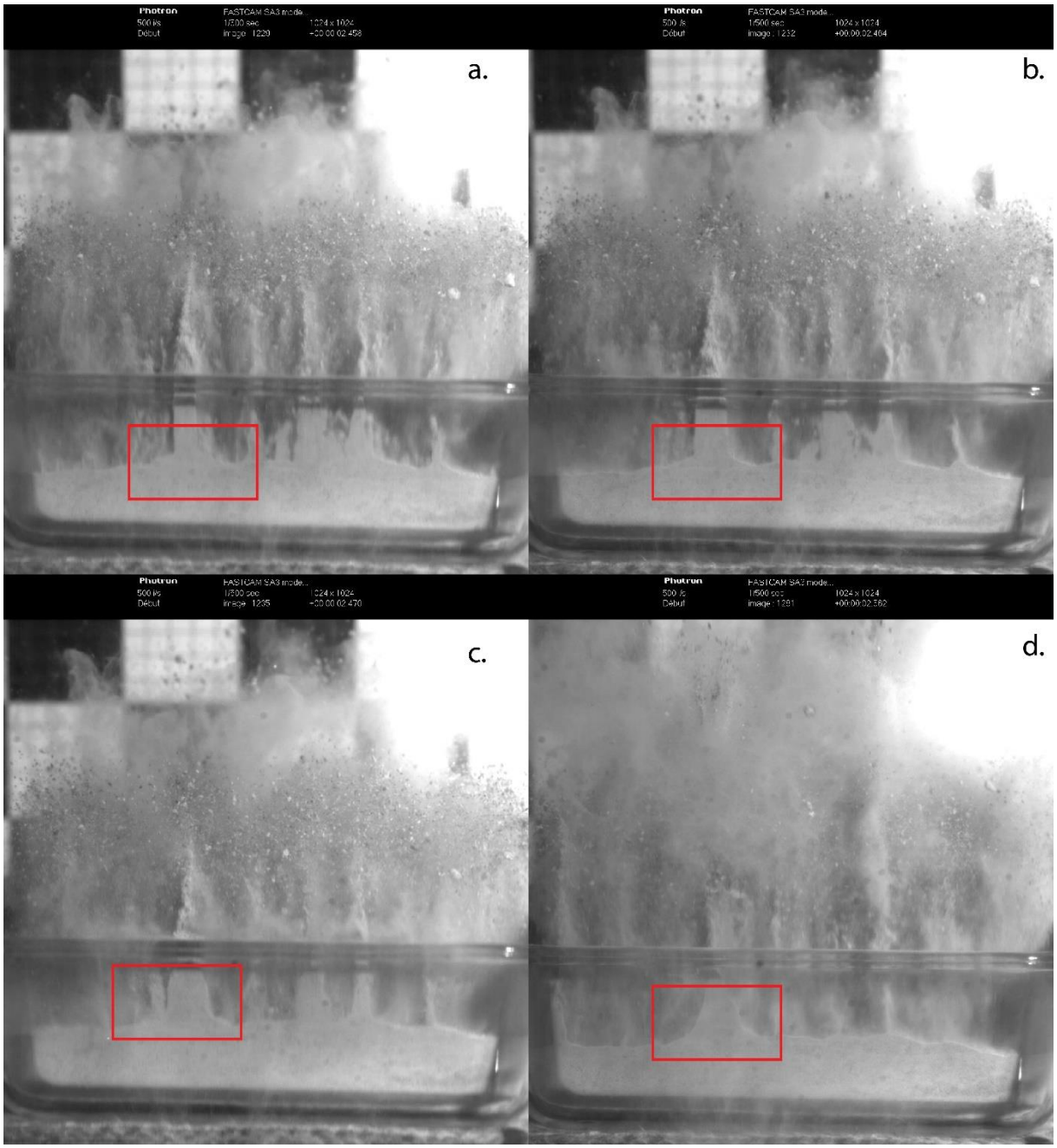


Figure 6.10 : Séquence d'images rapprochées (toutes les 0.006 s) du réservoir durant les vibrations, dont la surface du lit granulaire évolue de la même manière qu'un liquide. Le rectangle rouge permet de se concentrer sur une même zone ou les variations sont assez visibles.

2.4. Formation d'un écoulement dilué

Le mécanisme de formation du nuage est répété de nombreuses fois lors d'une expérience (30 fois pour une expérience de 5 s à une fréquence de 6 Hz). Cela conduit à la formation d'un écoulement de gravité dans le dispositif. La figure 6.11 schématise l'évolution de ce nuage au cours d'une expérience. Au fur et à mesure que les cycles se répètent un système continu se met en place dans le réservoir avec des échanges entre la partie compacte de l'ignimbrite fluidisée

qui s'élève par endroit, et la partie diluée (nuage) qui sédimente en d'autres points (Fig. 6.11 partie gauche). Le système est stable mais perd de la masse à chaque secousse car le nuage retombe en dehors du réservoir. L'épaisseur du lit d'ignimbrite diminue donc jusqu'à épuisement total (Fig. 6.11).

A chaque cycle de vibration, le volume et la masse du nuage de particules fines augmentent. Ce mélange de gaz et de particules plus dense que l'air s'effondre sur lui-même par densité et heurte le fond du dispositif, le redirigeant dans la direction du chenal (figure 6.11 partie droite). Un écoulement de gravité se forme alors à l'extérieur du réservoir, avec pour seul moteur sa différence de densité avec l'air ambiant, et sédimente petit à petit à la base du dispositif. Cet écoulement de gravité constitué d'air et de particules fines en suspension est considéré comme analogue à la déferlante.

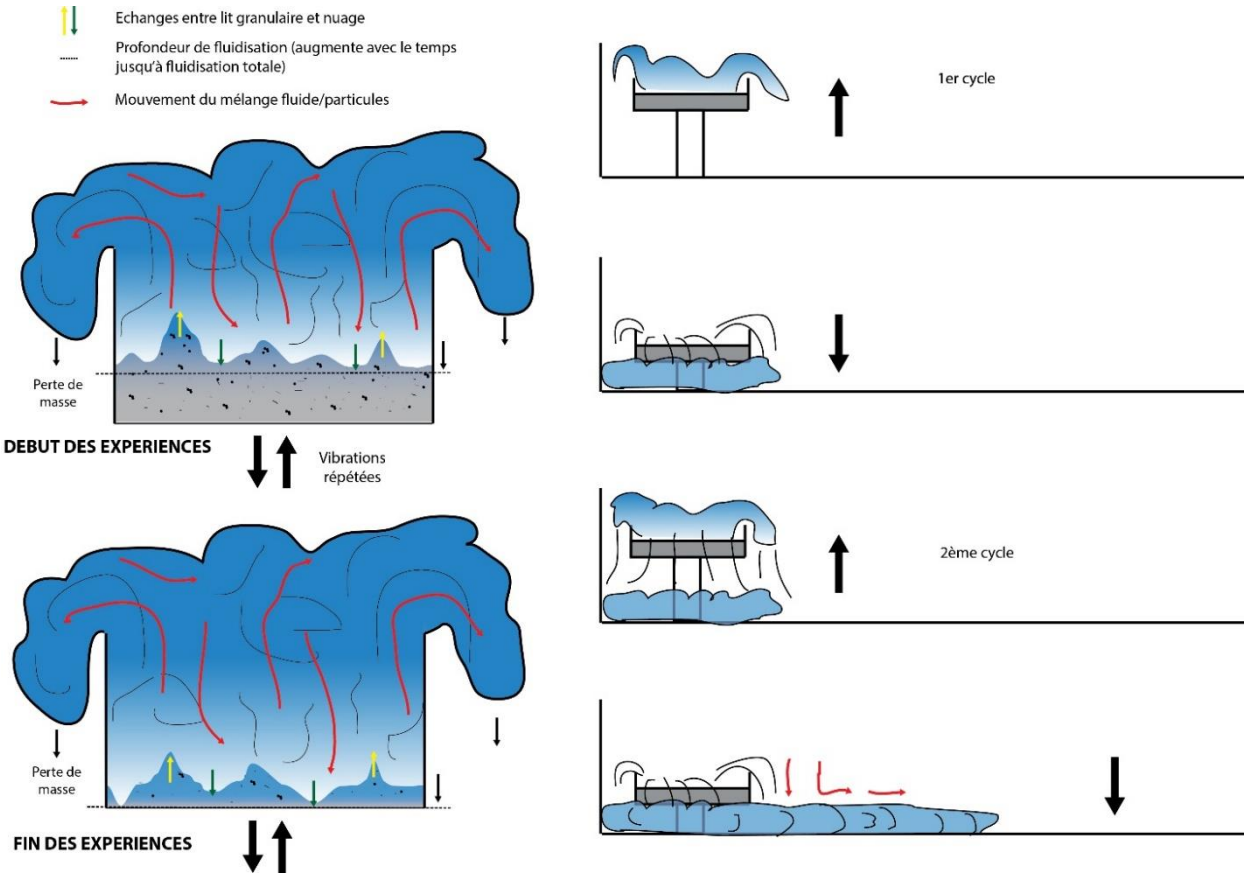


Figure 6.11 : Schéma montrant la mise en place d'un système continu (partie gauche) où la masse du réservoir évolue au cours d'une expérience à cause de la formation du nuage et d'un écoulement de gravité (partie droite) à travers 2 cycles de vibration.

En résumé, le mécanisme de vibration permet de générer un écoulement de gravité analogue à une déferlante à partir d'un lit granulaire compact, tout en fluidisant ce dernier. Ce mécanisme combine en réalité deux processus physiques : l'incorporation d'air dans un milieu granulaire, puis l'élutriation de ce milieu granulaire polydiperse séparant les petites particules, dans un nuage turbulent, des grosses (Fisher 1979 ; Wilson 1980). Ce mécanisme décrit dans cette partie

au premier ordre a été étudié précisément dans un second temps afin de mesurer l'influence des paramètres de vibration (fréquence et amplitude) sur la formation de ces écoulements. De nombreux paramètres intervenant dans ces expériences ont été maintenus constants pour étudier le flux de masse, notamment la taille des particules ou la température du lit granulaire. Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats des expériences de mesure du flux de masse produit par ce mécanisme de vibration.

III. Mesure du flux de masse émis

3.1. Théorie et conditions expérimentales

3.1.1. Comportement d'un lit granulaire vibré verticalement

Comme nous l'avons vu dans la section 3.1, le lit granulaire semble se comporter comme un liquide lorsqu'il est vibré. La vibration verticale d'un matériau granulaire a été le sujet de nombreuses études expérimentales (Pak et Behringer, 1993, 1994 ; Liffman et al., 2001 ; Behringer et al., 2002 ; van de Meer et al., 2007 ; Zamankhan et al., 2007, 2012). Les expériences sont toujours conduites dans un réservoir dont la vibration est une oscillation verticale, analogue à celle reproduite dans les expériences de cette thèse, suivant $z = A\sin(\omega t)$ avec A l'amplitude et ω la vitesse angulaire ($\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de rotation). Ces études s'accordent à dire qu'un matériau granulaire secoué verticalement adopte un comportement proche d'un liquide, dit fluidisé, avec des mouvements convectifs, des vagues de densité ou encore une ségrégation de taille de grains suivant l'intensité des vibrations. Pour caractériser cette intensité de vibration, elle est comparée à l'accélération de la pesanteur *g*. Pour cela une accélération adimensionnée est couramment utilisée, appelée accélération relative $\Gamma = \frac{A\omega^2}{g}$. Le lit granulaire se comporte comme un solide tant que l'accélération n'est pas supérieure à *g*. A partir de $\Gamma > 1$ (accélération supérieure à *g*) les particules décollent du lit granulaire en bloc et les comportements décrits précédemment apparaissent. Dans les expériences, ces caractéristiques ont en effet été observées puisque qu'elles respectent toujours $\Gamma > 1$, à la différence que seule la partie supérieure du lit granulaire décolle et non tout le lit. Les particules utilisées dans les études précédentes ont toutes un diamètre relativement important (>200 µm) par rapport à celles utilisées dans ce modèle, expliquant probablement ces disparités.

Le gaz interstitiel semble jouer un rôle important. Son impact a été étudié notamment par Gutman (1976), Pak et Behringer, (1994) Pak et al. (1995) ou encore King et al. (2007) mais semble toujours débattue. Pak et Behringer (1994) montrent par exemple qu'il peut y avoir apparition de bulle dans le lit granulaire lorsque Γ est relativement fort, et l'interprètent comme la décompression du gaz préalablement comprimé dans la phase ascendante. Pak et al. (1995) montrent eux que le gaz joue bien un rôle sur la compaction du lit car en privant le lit granulaire en vibration de gaz interstitiel, il n'a plus du tout le même comportement et ne reste plus compact. Comme le résument King et al. (2007), le comportement du gaz influence les particules car il s'écoule au travers du lit granulaire. La pression de gaz interstitiel varie selon que le lit granulaire retombe sur la base (compression du gaz) ou s'élève de la base (dilatation du gaz) comme on le voit sur la figure 6.12. Lors de la phase descendante la surpression du gaz interstitiel exerce donc une force sur les particules qui va s'opposer au frottement, c'est la fluidisation (voir Chapitre 2). Et si, comme dans les expériences de cette thèse, la perméabilité du lit est très faible ($<10^{-10}$ m²) alors le gaz comprimé dans le lit aura du mal à s'échapper et restera piégé, maintenant une surpression, et générant ce comportement liquide quelques instants.

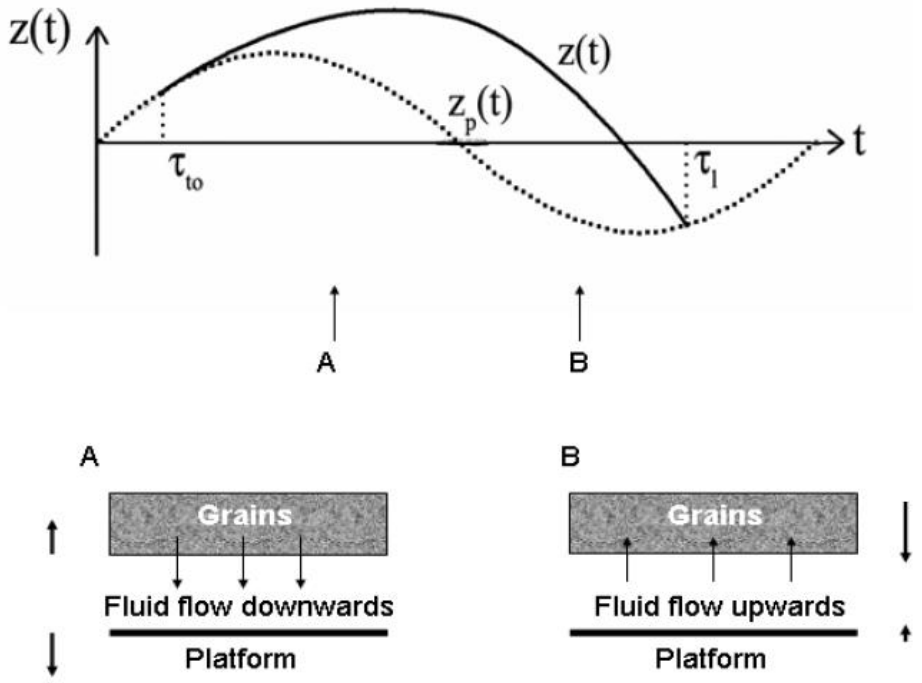


Figure 6.12 : Schéma des mouvements différentiels entre le lit granulaire et le dispositif, lorsque l'accélération relative est supérieure à 1. D'après King et al. (2007). Les flèches latérales indiquent le mouvement du réservoir et du lit granulaire, les flèches centrales ceux de l'air.

En résumé le comportement d'un matériau granulaire en vibration verticale est un sujet complexe où le couplage gaz-particule semble être l'élément clé. Les nombreuses études ne se sont concentrées que sur des matériaux simples avec des tailles de particules assez importantes facilitant le passage du gaz. Dans ce projet, il sera donc question d'étudier ce mélange air particules dans un lit granulaire de faible perméabilité, capable de générer par la suite un écoulement dilué. Afin d'étudier expérimentalement ce phénomène, il sera important de maitriser un grand nombre de paramètres comme la taille des particules, leur température ou encore l'épaisseur du lit. Le principe étant alors d'étudier le comportement de ce lit granulaire et de l'écoulement dilué généré lorsque l'on fait varier Γ c'est-à-dire l'amplitude et la fréquence de vibration. Nous allons maintenant nous intéresser aux conditions expérimentales qui ont été choisies afin de réalisées ces expériences.

3.1.2. Protocole expérimental

Le but de ces expériences est de déterminer les liens entre les caractéristiques des écoulements et les paramètres de la source, à savoir l'amplitude et la fréquence de vibration. Tous les autres paramètres sont maintenus constants. Pour cela, deux séries de mesures ont été effectuées: une série de 12 mesures de 1 à 12 Hz pour une amplitude fixe de 2 cm, puis une seconde série identique mais pour une amplitude de 1 cm. Pour ces expériences, le dispositif version 2, pour lequel le fond du dispositif a été rehaussé pour se situer à hauteur de la source, est utilisé avec le réservoir rectangulaire en acier.

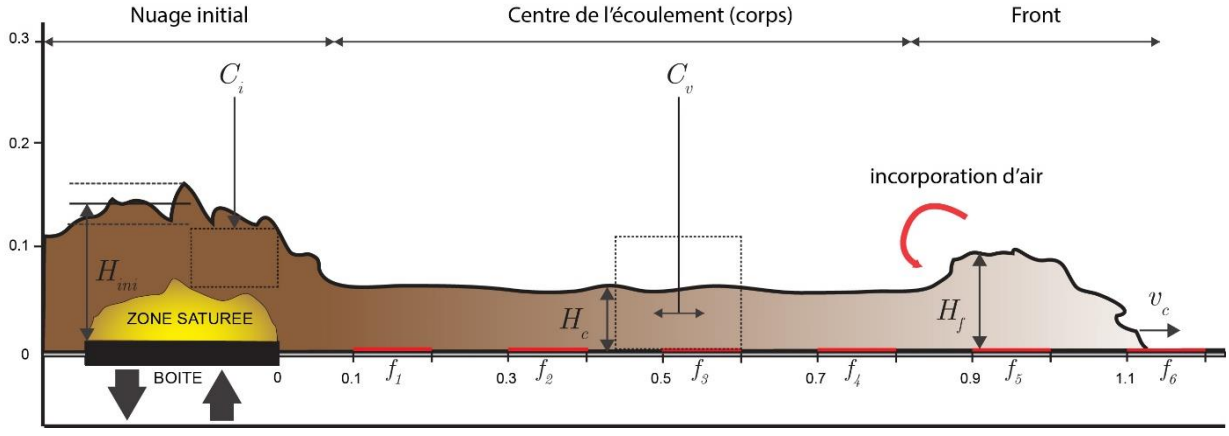


Figure 6.13 : Schéma du dispositif expérimental et des écoulements en coupe. La position de chaque mesure est représentée le long de l'écoulement. Les lignes rouges à la base représentent les feuilles utilisées pour mesurer la quantité de masse sédimentée. Les capteurs (caméra et appareils photos) sont disposés à la place de l'observateur, perpendiculairement à la direction de propagation des écoulements.

Les mesures sont effectuées en utilisant 2 capteurs différents : la caméra haute vitesse qui filme la zone source et les deux appareils photo reflex qui prennent des photos de l'écoulement à intervalle régulier pour une position fixe (zones en pointillées sur la Fig. 6.13). La caméra haute vitesse est utilisée pour mesurer l'épaisseur du nuage initial et permet aussi de contrôler le développement des écoulements. Les deux appareils photo sont utilisés pour mesurer les dimensions de l'écoulement (vitesse, épaisseur) ainsi que sa concentration en utilisant la technique d'atténuation lumineuse développée dans cette thèse (voir 3.2.2. chapitre 3). Ces paramètres sont mesurés à la sortie du réservoir, puis à 50 cm de ce réservoir (cadres pointillés Fig. 6.13). Suite à ces mesures in situ, une mesure de la masse déposée par les écoulements est aussi réalisée. Il s'agit de récolter les particules issues de la sédimentation : des feuilles de papier de 20 × 10 cm sont disposées à intervalle de distance régulier (lignes rouges Fig. 6.13) pour une mesure de l'évolution spatiale de la masse surfacique déposée. Les particules sédimentées sur les feuilles sont récoltées minutieusement et pesées. La rugosité du papier permet aux billes d'accrocher à sa surface ce qui facilite la manipulation et évite la perte de particules avant la pesée.

Les particules utilisées sont les billes de verre d'environ 35 µm de diamètre. Elles sont pré-séchées 12 à 24h avant chaque expérience, puis isolées de l'humidité dans un récipient hermétique pour un refroidissement jusqu'à température ambiante (≈ 20°C), avant d'être chargées dans le dispositif juste avant l'expérience. Le réservoir dont la profondeur est de 5 cm est rempli de particules jusqu'à 4 cm, ce qui représente une masse de 1.5 kg environ. Pour éviter des problèmes de compaction granulaire dus au chargement, la masse de billes est décompactée en la remuant à l'aide d'une tige en bois. Entre chaque expérience, les vitres et le dispositif sont nettoyés afin d'assurer une bonne visibilité aux caméras. Le réservoir est rechargé avec de nouvelles particules pour conserver la même masse à chaque expérience.

3.1.3. Conditions physiques des expériences

Nous avons vu précédemment que les vibrations ont pour effet de compresser et dilater le lit granulaire. Lors des phases de compression du mélange, l'air est chassé du lit granulaire et percole à travers. Le passage de ce flux d'air au travers du lit met en suspension une partie des particules et évolue en écoulement, tandis que le reste retombe dans le réservoir. Pour une meilleure distinction, ce mélange air-particules initial au-dessus de la zone source sera nommé dans la suite le nuage initial. Pour nous assurer de l'état turbulent du système, le nombre de Reynolds (c.f. chapitre 1) a été calculé pour ce nuage initial en considérant la vitesse du flux

d'air équivalent à la vitesse maximale du réservoir v_0. Le calcul est effectué pour chaque fréquence en utilisant les mesures de concentration initiale décrites par la suite. Les valeurs de chaque paramètre ont été compilées dans le tableau 6.1. Le calcul du nombre de Reynolds est de la forme :

$$\mathrm{Re}_{mix} = \frac{\rho_f \, v_0 \, L}{\mu_f} \tag{7}$$

avec μ_f viscosité du mélange, ρ_f masse volumique du mélange, v_0 vitesse du fluide (vitesse verticale maximale du réservoir) et L la largeur du réservoir. La viscosité et la densité du mélange sont calculées à partir de la concentration du nuage initial mesurée dans les expériences (C_i), avec $\rho_a = 1.2$ kg m^{-3} masse volumique de l'air:

$$\rho_f = C_i \, \rho_p + \left(1 - C_i\right) \rho_a \tag{8}$$

$$\mu_f = \left(1 + \frac{5}{2} \rho_f\right) v_0 \text{ (Einsten, 1956)} \tag{9}$$

Représentés sur le graphique figure 6.14, les calculs du nombre de Reynolds donnent *Re* > 1000 à partir de 5 Hz, et jusqu'à *Re* = 3200 pour 12 Hz. Le mélange est donc bien turbulent mais à partir de 5 Hz uniquement, et nous verrons que cela coïncide avec la formation du nuage initial.

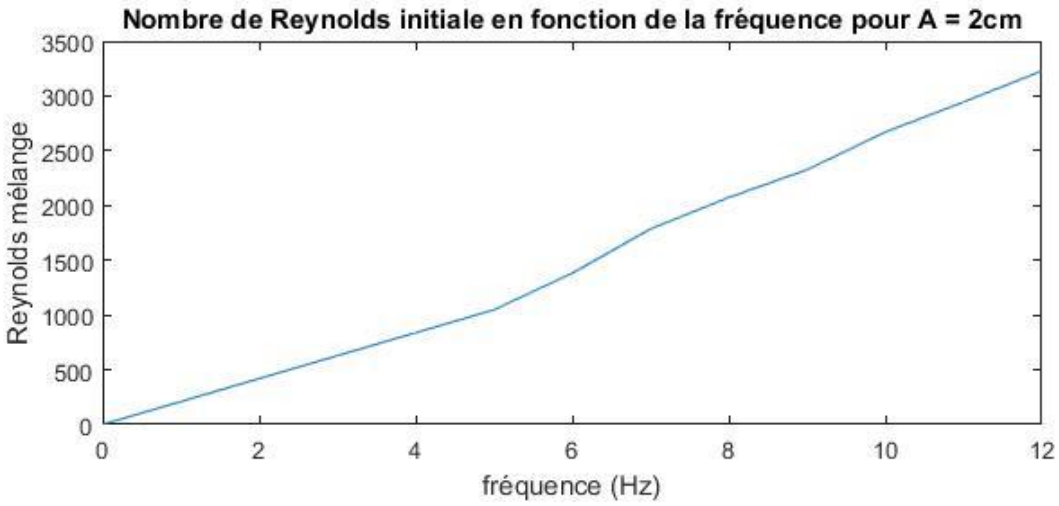


Figure 6.14 : Evolution du nombre de Reynolds du nuage initial en fonction de la fréquence de vibration du réservoir, pour une amplitude constante de 2 cm. Le nuage commence à se former à partir de 5 Hz, équivalent à un Re = 1000.

Tableau 6.1 : Compilations des paramètres utilisés pour le calcul de Re avec leurs symboles, leurs valeurs et leurs unités.

Paramètres utilisés	**Symboles**	**Valeurs**
Masse volumique de l'air	ρ_a	1.2 kg m^{-3}
Masse volumique du courant	ρ_f	1.2-1.4 kg m^{-3}
Masse volumique des particules	ρ_p	2500 kg m^{-3}
Viscosité de l'air	μ_{mix}	10^{-5} Pa s
Position du réservoir	z	-0.02 à 0.02 m
Vitesse du réservoir	v	0 à 2 m s^{-1}
Vitesse maximale du réservoir	v_0	0 à 2 m s^{-1}
Largeur du réservoir	L	0.2 m
Concentration volumique	C_v	10^{-3} %
Vitesse des tourbillons	u_v	0 à 2 m s^{-1}
Vitesse de sédimentation	w	0.5-1 m s^{-1}
Diamètre des particules	d	35 µm
Coefficient de trainée	C_d	0.47
Fréquence	f	0 à 13 Hz
Amplitude	A	0.02 et 0.01 m
Accélération de la pesanteur	g	9.81 m s^{-2}
Temps	t	5 à 10 s

Comme nous l'avons vu dans la partie A, la capacité d'un écoulement de gravité à transporter une particule est aussi fonction de la taille de celle-ci. Suivant l'approche de Burgisser et Bergantz (2002), et le protocole section III de la partie A, le nombre de Stabilité et le nombre Stokes ont été calculés suivant une large gamme de particules (de 1 à 6 Φ soit 0.5 mm à 15 µm) de masse volumique ρ_p = 2500 kg m^{-3}, en fonction de la vitesse des tourbillons (figure 6.15). En replaçant les données des expériences dans ces domaines de stabilité, nous pouvons ainsi connaitre en théorie le comportement du mélange air-particule. Le rectangle

rouge correspond au champ exploré lors des expériences, avec une taille de particules d'environ 36 +/- 8 µm (Φ = 4.78) et pour des vitesses du réservoir de 0.6 à 1.5 $m.s^{-1}$ correspondant respectivement à une vibration de 5 à 12 Hz et une amplitude de 2 cm. On observe que les expériences sont dans le domaine du transport turbulent. La théorie prédit donc que les conditions expérimentales permettent de produire un mélange air-particules suffisamment turbulent pour transporter les particules de façon homogène tant que la vitesse des tourbillons reste forte. Puisque la taille des particules ne varie pas, le nuage une fois formé évolue vers le champ de sédimentation turbulente, au fur et à mesure que sa vitesse décroit. On constate aussi qu'autour de 12 Hz le champ des expériences flirtent avec le domaine de transport aux marges, signifiant un changement dans le mode de transport et donc une modification des paramètres de l'écoulement. 12 Hz sera donc la fréquence maximale d'étude pour l'amplitude A = 2 cm. Pour l'amplitude A = 1 cm la fréquence maximale limite sera de 13 Hz.

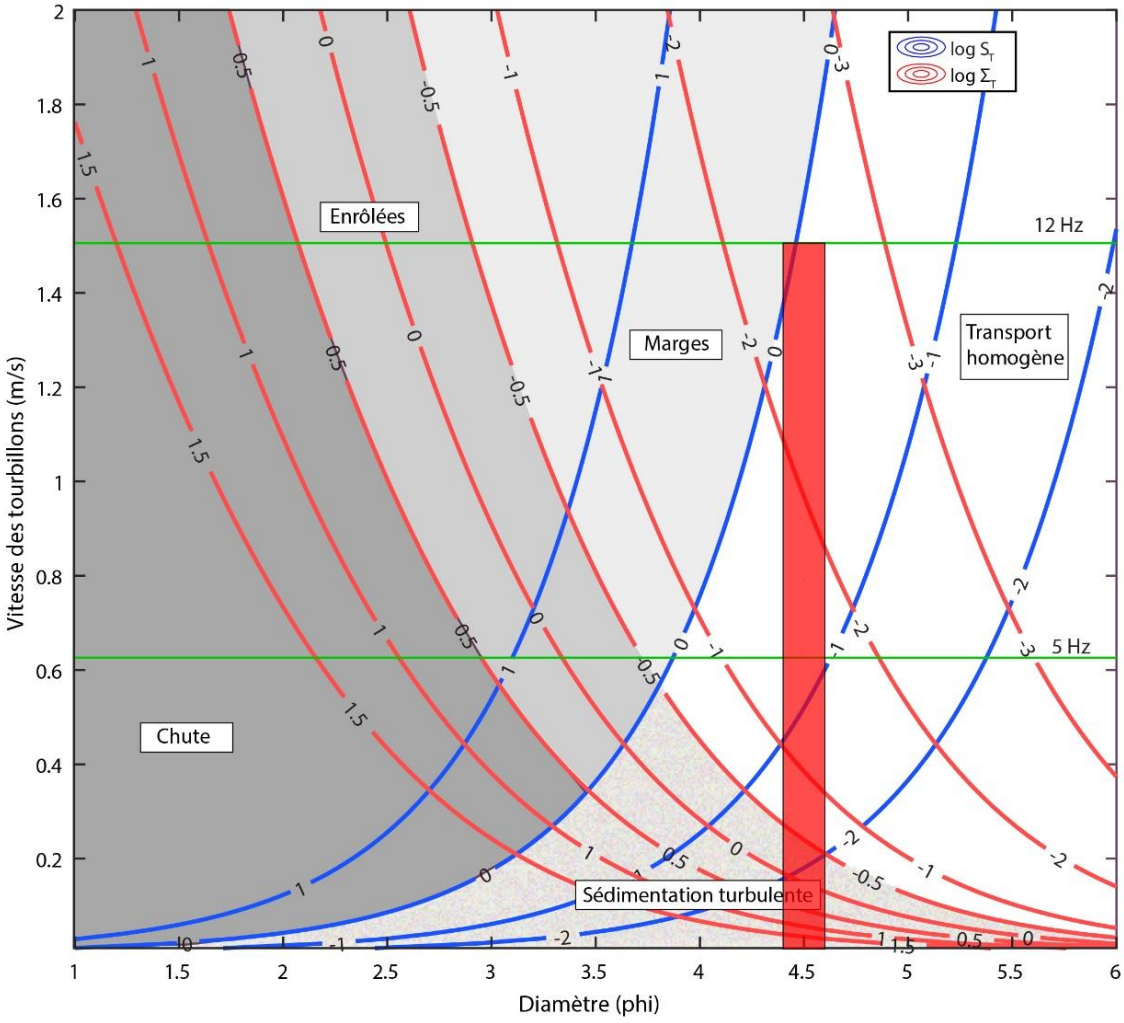


Figure 6.15. : Domaines de comportements des particules déterminés en calculant le nombre de Stokes et le nombre de Stabilité (Burgisser & Bergantz 2002). Les conditions explorées dans les expériences (estimations) sont représentées par la barre rouge. A partir des travaux de Burgisser & Bergantz (2002) cinq comportements différents des particules dans un fluide en mouvement peuvent être décrits et leurs domaines respectifs ont été représentés par des surfaces de couleurs différentes.

3.2. Résultats des expériences

Pour chaque fréquence et chaque amplitude, les paramètres de l'écoulement varient car ils sont liés à ceux du nuage initial variant également. Il est donc primordial de comprendre comment évolue le nuage initial, source de l'écoulement. Aucun nuage ne s'est formé en-dessous d'une fréquence de 5 Hz avec une amplitude de 2 cm et de 8 Hz pour une amplitude de 1 cm. Pour une meilleure compréhension, la formation des écoulements dilués sera séparée en 3 étapes. Tout d'abord nous étudierons la mise en suspension des particules par la vibration de haute amplitude, les éjectant à une hauteur supérieure à l'amplitude de vibration et créant un mélange dilué turbulent air/particules (nuage initial). Deuxièmement nous nous intéresserons à l'écoulement en tant que tel, le mélange ayant une densité supérieure à l'air va s'effondrer et se transformer en un écoulement de gravité. Enfin nous étudierons la sédimentation de ce courant dans le dispositif. L'analyse de ces étapes nous permet de contraindre le flux de particules émises, transportées et sédimentées lors du mécanisme de vibration.

3.2.1. Mise en suspension des particules : le nuage initial

Une mesure de l'évolution de l'épaisseur de ce nuage et de sa concentration est réalisée lorsque la fréquence et l'amplitude de vibration varient. La hauteur d'éjection des particules est mesurée avec la caméra HV pour chaque fréquence, ainsi que pour les deux amplitudes. Le nuage ayant un comportement chaotique, il est complexe de mesurer une seule hauteur représentative du comportement global. La méthode consiste à mesurer la moyenne des hauteurs atteintes par le nuage sur chaque image (moyenne des points hauts et des points bas). L'opération est répétée sur plusieurs images et la moyenne des hauteurs moyennes sera considérée comme la hauteur initiale représentative. Les résultats en fonction de la fréquence sont présentés sur la figure 6.16 ci-après pour 2 et 1 cm d'amplitude respectivement (carrés jaunes et cyans). La hauteur est nulle pour les premières fréquences car il est nécessaire de dépasser une certaine accélération pour faire suffisamment décoller les billes en dehors du réservoir : c'est le seuil de fréquence. Cette hauteur initiale augmente par la suite avec la fréquence mais cette évolution n'est pas linéaire et semble suivre une évolution du type :

$$H_{ini} = c_1 \left(A \left(f - f_0 \right) \right)^n \tag{10}$$

Avec H_{ini} la hauteur initiale du nuage et f_0 correspondant aux seuils de fréquences. De la même manière que pour le flux de masse en soufflerie dans la partie A, par la méthode des moindres carrés, les paramètres c_1 et n sont estimés en déterminant le meilleur coefficient de corrélation

R². Ce coefficient est calculé pour une large gamme de valeurs de c_1 et n, et pour chaque amplitude. La meilleure régression correspond aux couples c_1 et n donnant le meilleur R² à la fois pour 1 cm et 2 cm d'amplitude, ce qui nous donne ici :

$$H_{ini} = c_1 \left(A \left(f - f_0 \right) \right)^{0.48} \text{ avec } c_1 = 0.5 \text{ et, } f_0 = 6 \text{ ou } 8\,Hz \text{ suivant } A \qquad (11)$$

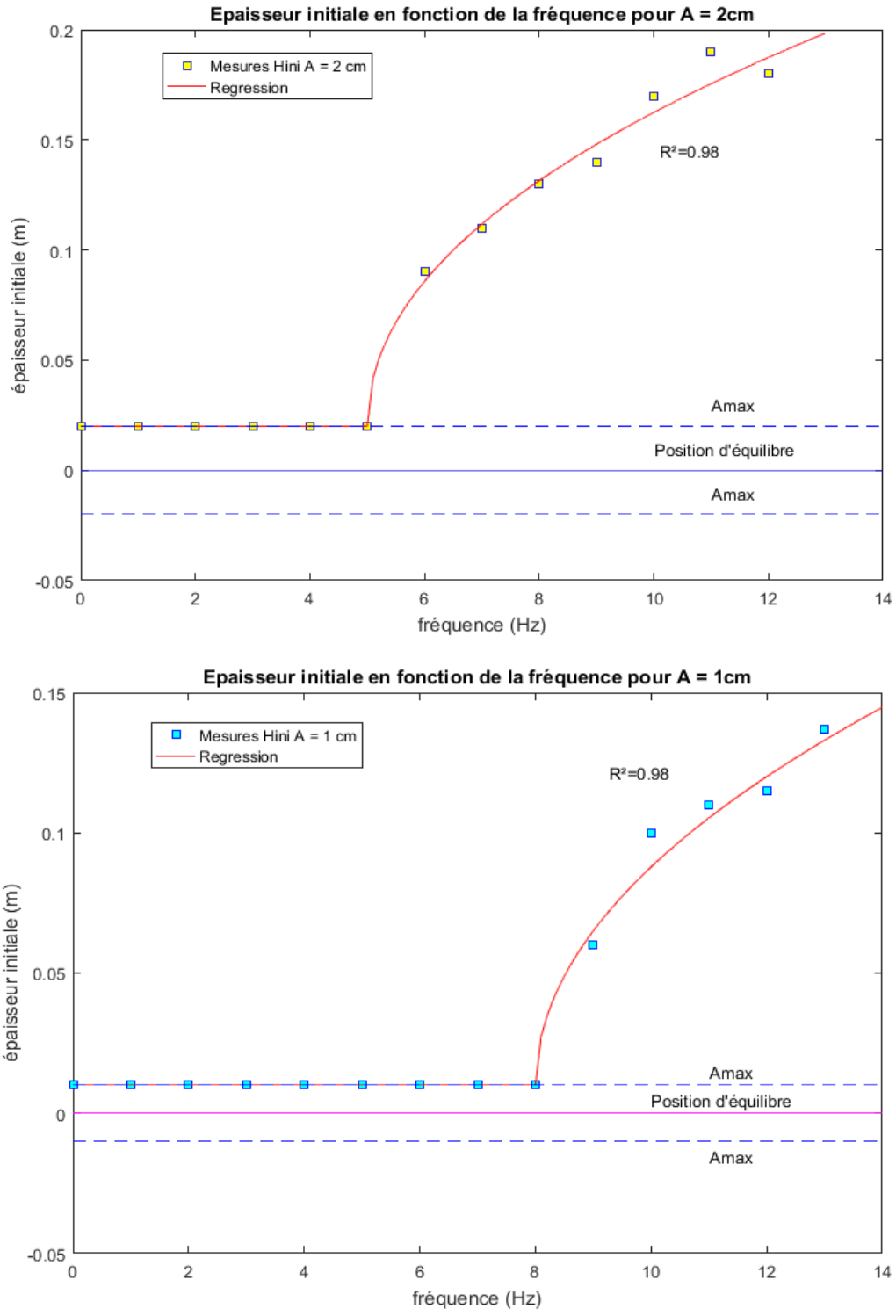


Figure 6.16 : Mesure de la hauteur moyenne du nuage initiale en fonction de la fréquence pour une amplitude de 2 cm en haut et 1 cm en bas. L'oscillation du réservoir est représentée par les lignes bleues : les lignes pointillées représentent les positions maximales du réservoir autour de la position d'équilibre en ligne plaine.

Le nuage est aussi caractérisé par sa concentration volumique en particules. Très variable dans le temps et l'espace elle aussi, sa mesure par atténuation lumineuse en est d'autant plus complexe. En effet le nuage initial apparait saturé sur une large zone au-dessus du réservoir (Fig. 6.13) dont il est impossible de connaître sa concentration car elle est supérieure à la concentration maximale mesurable de 0.05 %. La mesure de concentration est donc effectuée sur la périphérie du nuage qui semble être plus représentative car elle alimente l'écoulement. Sur chaque image de cette zone périphérique, la moyenne de la concentration de tous les pixels est effectuée (voir zone pointillée C_i figure 6.13). Cette opération est répétée sur plusieurs images. La concentration moyenne de toutes ces images est alors considérée comme représentative de la valeur de concentration du nuage initiale (partie visible uniquement). Elle ne peut être considérée comme la valeur absolue de cette concentration mais une valeur approchée pour comprendre au premier ordre comment la concentration du nuage évolue avec la fréquence et l'amplitude. L'évolution de cette concentration n'est pas égale entre les amplitudes : pour A = 2 cm l'évolution semble linéaire avec la fréquence et l'amplitude, ce qui n'est pas le cas pour l'amplitude A = 1 cm (Fig. 6.17). Toujours suivant la même méthode des moindres carrés, la meilleure régression reproduisant les mesures de concentration initiales est donnée par (droites bleues et rouges) :

$$C_i = c_2 \, A(f - f_0) \quad \text{où } c_2 = 7 \; 10^{-4} \tag{12}$$

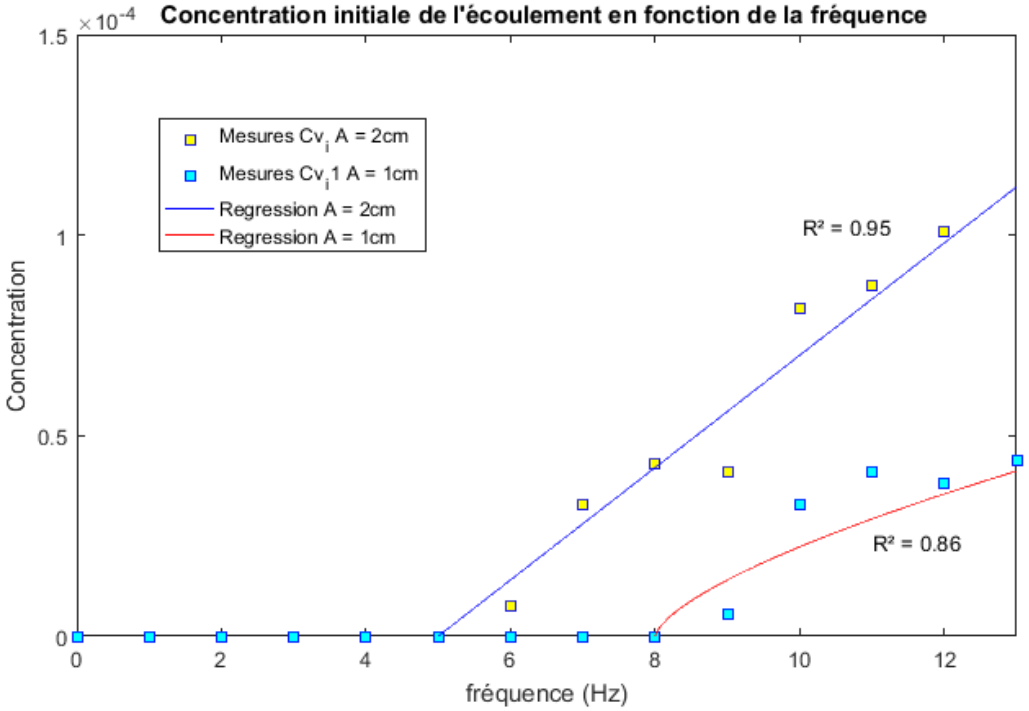


Figure 6.17 : Evolution de la concentration C_i du nuage initial avec l'augmentation de la fréquence pour 1 cm (cyan et rouge) et 2 cm d'amplitude (jaune et bleu).

La concentration et la hauteur du nuage initial semblent donc corrélées, puisqu'elles ont toutes les deux des évolutions proches lors de l'augmentation de la fréquence et de l'amplitude. En effet comme on peut le voir sur la figure 6.18, la corrélation entre hauteur et concentration suit une évolution en racine, signifiant que lorsque la fréquence augmente la concentration du nuage augmente plus vite que sa hauteur. La meilleure équation nous donne :

$$H_{ini} = c_3 \left(C_i\right)^{0.5} \quad \text{où } c_3 = 17.5 \tag{13}$$

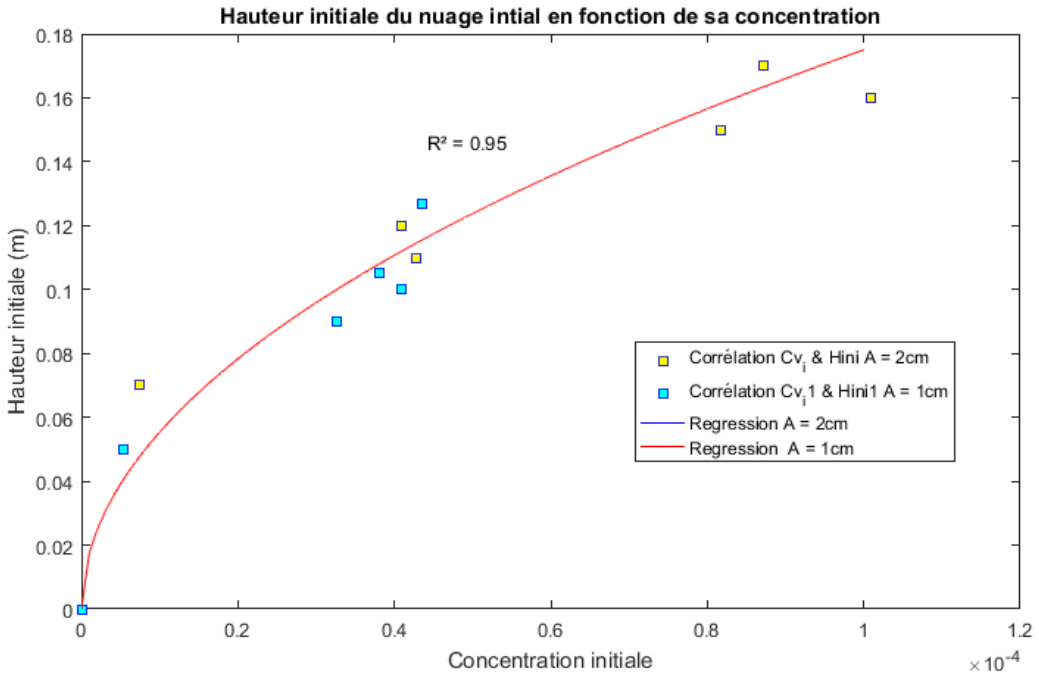


Figure 6.18 : Corrélation entre hauteur et concentration du nuage initial pour chaque fréquence et chaque amplitude. Il semble que la hauteur du nuage augmente plus vite que sa concentration lorsque la fréquence augmente. L'amplitude n'a à l'inverse pas d'influence.

Pour expliquer ce phénomène de plafonnement de la concentration, plusieurs hypothèses peuvent être émises : l'effondrement du nuage de plus en plus rapide avec la fréquence ne lui laissant pas le temps de se former, ou bien les frottements de l'air ralentissant la progression verticale de plus en plus importants. D'autres investigations seraient nécessaires afin de valider l'une ou l'autre de ces hypothèses. Les paramètres des écoulements sont à leur tour corrélés à ceux de leur nuage initial, même si les corrélations ne sont pas toujours linéaires. L'évolution des écoulements suivra donc l'évolution des paramètres sources. Nous allons donc maintenant étudier l'effondrement de ce nuage initial et l'évolution de chaque paramètre des écoulements lorsque les paramètres de la source (fréquence et l'amplitude) varient.

3.2.2. Effondrement du nuage : formation d'un écoulement de gravité

- Allure générale

Le nuage initial dont la hauteur est contrôlée par les vibrations va s'effondrer sur lui-même par gravité et s'étaler. La forme du dispositif va l'orienter dans une seule direction et concentrer la masse en un seul écoulement prenant toute la largeur du chenal. Cet écoulement est alors suivi par les appareils photos pour mesurer l'évolution temporelle et spatiale de sa vitesse de progression, de son épaisseur et de sa concentration volumique.

Cette évolution spatio-temporelle est complexe. Afin d'utiliser la technique d'atténuation lumineuse, il nous est impossible de mesurer tout l'écoulement en une seule image car la déformation optique des objectifs donnerait des valeurs de concentration erronées sur les bordures notamment. De plus, la vue panoramique de l'écoulement limite la résolution. Pour mesurer précisément la concentration et limiter les variations spatiales, le second appareil est positionné à 50 cm du réservoir et photographie à intervalle de temps régulier le passage de l'écoulement. Ce passage, effectué de la gauche vers la droite, est reconstitué sous forme d'une succession d'images accolées les unes à la suite des autres. La largeur de chaque bande d'image est fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement, mesurée au passage du front. Par traitement d'image via la technique d'atténuation lumineuse, les images sont converties en une carte de concentration/densité de l'écoulement.

Les figures 6.19 et 6.20 compilent toutes les cartes des écoulements obtenues pour la série à 2 cm d'amplitude et la série à 1 cm d'amplitude respectivement. Les échelles de couleurs représentent les variations de densité/concentration et sont différentes pour chaque série de mesure. Cette méthode permet de mesurer précisément vitesse, épaisseur et concentration d'un écoulement en un seul passage. Ces cartes condensent en une seule figure l'évolution temporelle et spatiale des écoulements en un point donné, permettant de les comparer de manière égale et de mieux mesurer l'évolution de leur concentration. Pour avoir une idée du rapport entre temps et distance, sur chaque carte une échelle de temps a été ajoutée, représentant deux secondes pour la figure 6.19 et une seconde pour la figure 6.20. Ces cartes ne représentent pas l'évolution spatiale totale de l'écoulement, car les variations internes intervenant avant ou après l'appareil, ne sont pas visibles. Elles donnent cependant une idée très proche de l'allure générale de ces écoulements.

L'écoulement se propage derrière son front à une vitesse à peu près constante. Sa concentration est quant à elle plus variable dans le temps et l'espace comme on peut le voir sur ces figures 6.19 et 6.20. Elle diminue au fur et à mesure que l'écoulement avance due à l'incorporation d'air, et à la sédimentation.

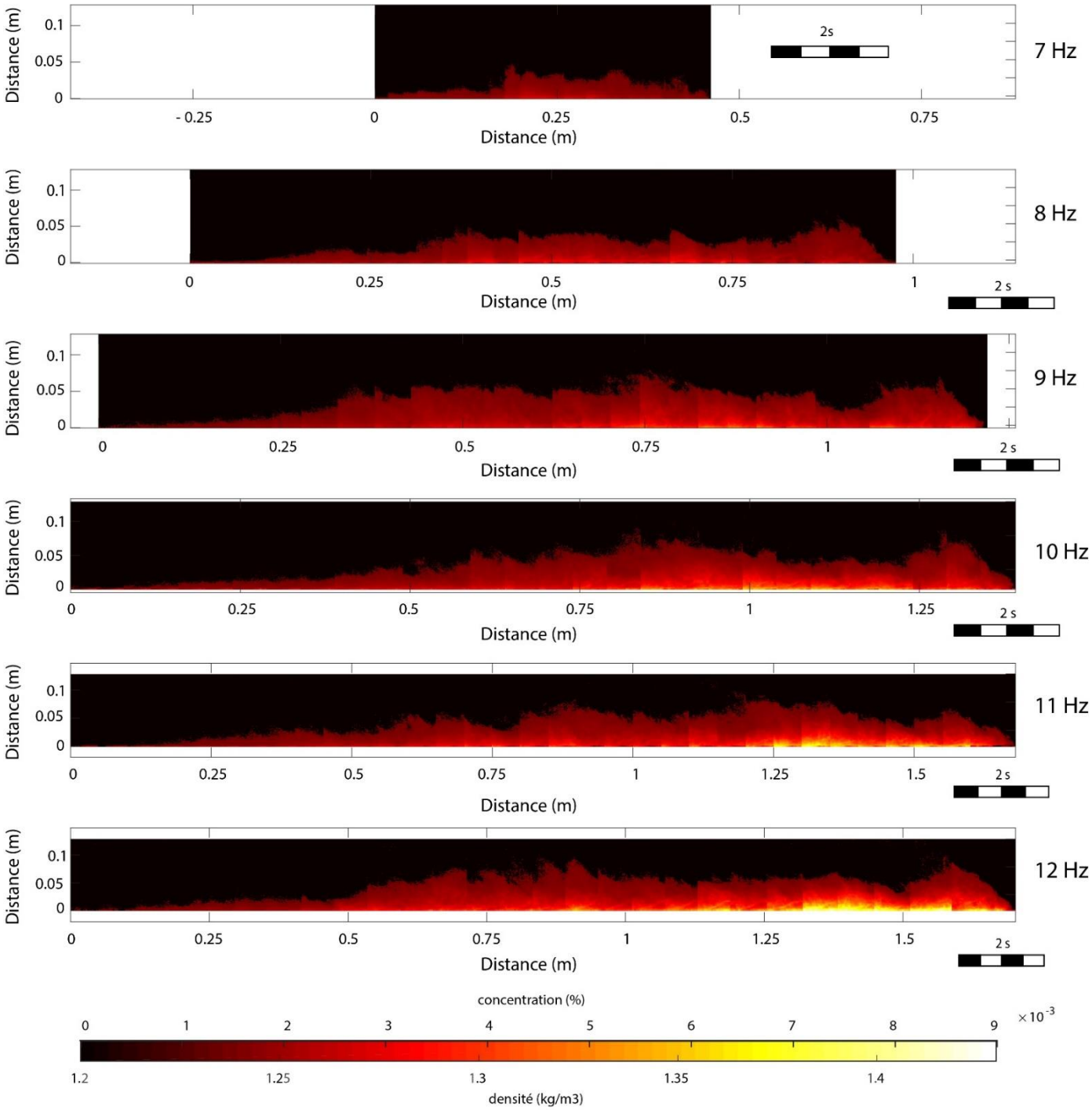


Figure 6.19 : Assemblage d'images du passage des écoulements devant l'appareil photo, converties en mesures de concentration/densité, pour la série de mesures à A = 2 cm. Chaque carte représente le passage d'un écoulement de la gauche vers la droite pour une fréquence donnée, notée à l'extrémité droite. Aucun n'écoulement n'a été mesuré entre 1 et 7 Hz. Sur chaque pixel, l'intensité lumineuse est convertie en une valeur de densité, et donc de concentration volumique par atténuation lumineuse. L'échelle de couleur est reportée en bas, avec les valeurs en concentration en haut et en densité en bas.

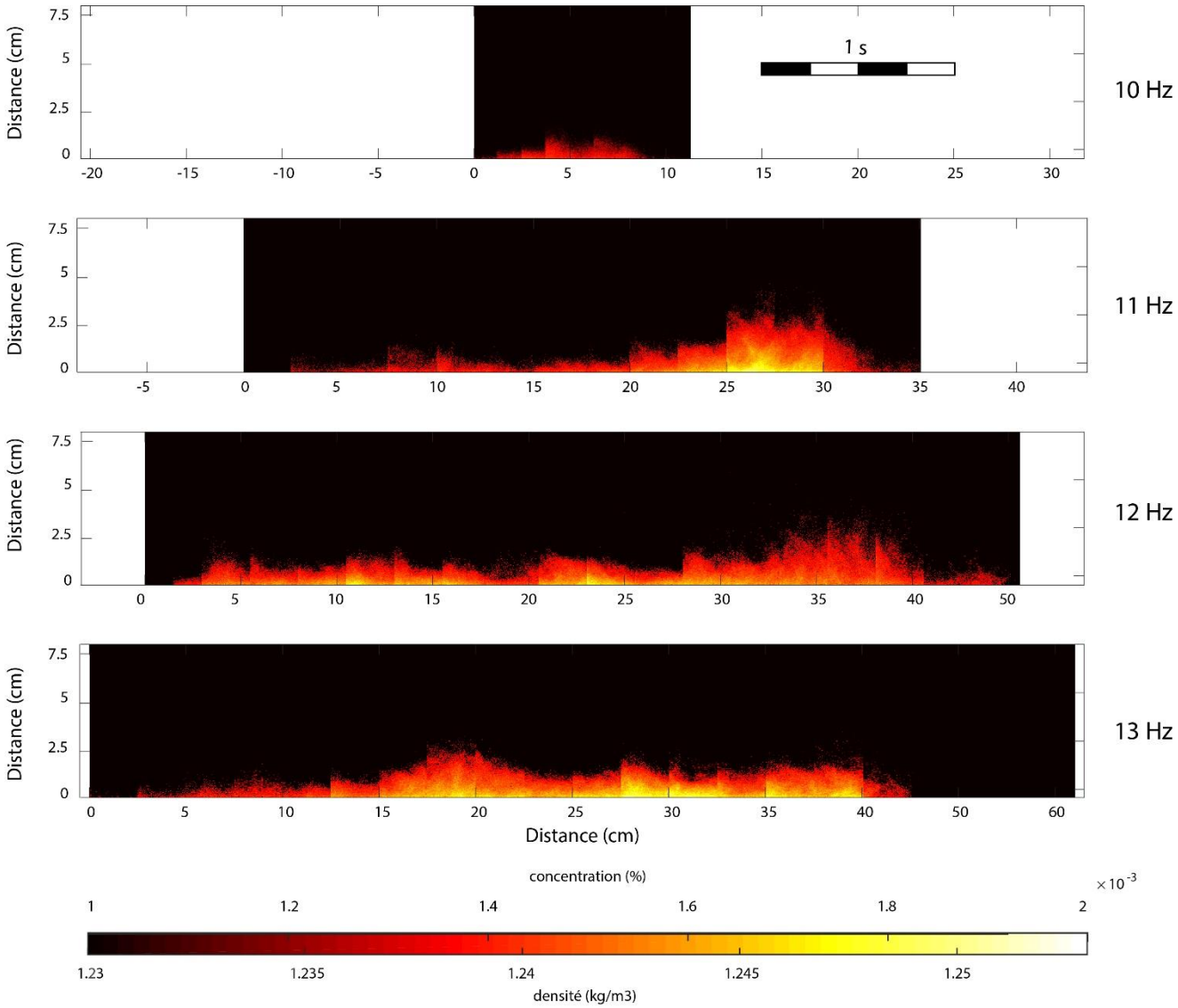


Figure 6.20 : Résultats de l'assemblage d'images du passage des écoulements devant l'appareil photo pour la série avec A = 1 cm. La même méthode est utilisée, mais cette fois-ci aucun n'écoulement ne se forme avant 10 Hz. L'échelle de couleur en bas donnant la conversion en concentration/densité est réadaptée à cette série de mesurée et est différente de celle figure 6.19.

- Concentration de l'écoulement

La concentration ou densité de l'écoulement est très variable dans l'espace et dans le temps. Ces évolutions sont notamment mises en évidences sur la figure 6.22, avec pour exemple la carte de concentration de l'écoulement pour A = 2 cm et f = 11 Hz. Elle est variable dans le temps puisqu'elle augmente au début puis diminue au fur et à mesure que l'écoulement passe devant l'appareil photo comme on le voit sur le graphique b. Ce graphique représente la concentration moyenne pour chaque colonne de pixels et met en évidence différentes phases : un front, une zone quasi constante ou l'alimentation est continue (corps) avec un pic de

concentration appelé $C_{v\,\max}$ au début (commun à tous les écoulements figure 6.19 et 6.20), et enfin une zone de décroissance ou l'alimentation est coupée et l'écoulement sédimente petit à petit jusqu'à la valeur minimale de $C_{v\,\min}$ (queue, Fig. 6.22 b.). Elle est aussi variable sur l'épaisseur comme on peut le voir sur le graphique c. qui représente l'évolution de la concentration sur l'épaisseur (la colonne de pixel sélectionnées est représentée par la ligne verte sur la carte Fig 6.22 a.). Elle est assez faible en haut de l'écoulement à cause de l'incorporation d'air, puis de plus en plus forte vers le bas, suivant une croissance globalement exponentielle.

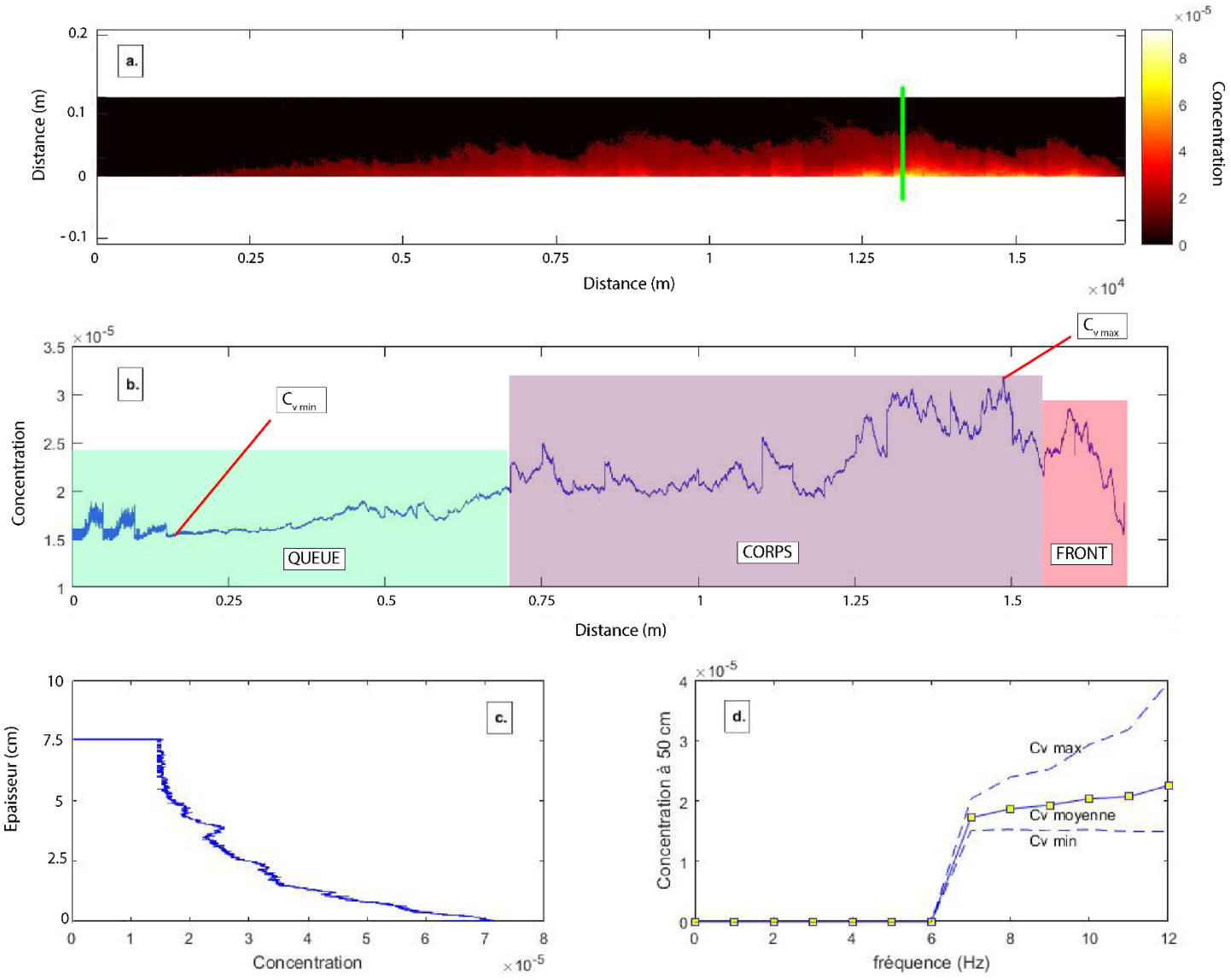


Figure 6.22 : Variations de la concentration en fonction du temps tout au long de l'écoulement (a.), pour un écoulement formé avec A = 2 cm et f = 11 Hz. Le graphique b. représente la concentration moyenne sur chaque colonne de pixels dans l'écoulement. On peut y observer un pic de concentration juste après le passage du front, puis une décroissance jusqu'à atteindre la plus faible concentration à la fin de l'écoulement. Ces deux valeurs max et min sont mesurées pour chaque fréquence et sont résumées sur le graphique d. La moyenne entre valeur min et max est représentée sous $Cv_{moyenne}$. Le graphique c. représente lui la variation de concentration sur l'épaisseur d'une seule colonne (ligne verte graphique a.).

Devant cette grande variabilité spatiotemporelle il est difficile d'identifier une valeur de concentration représentative de tout l'écoulement. L'intervalle entre les deux valeurs extrêmes $C_{v\,\max}$ et $C_{v\,\min}$ prend en compte toutes ces variabilités temporelles et spatiales. La valeur considérée comme la plus représentative est la moyenne entre la concentration maximale et la concentration minimale mesurée pour chaque écoulement. Elle sera considérée comme la concentration moyenne représentative de l'écoulement.

Son évolution en fonction de la fréquence semble cohérente avec les précédentes mesures. Représentée sur la figure 6.23, la concentration moyenne à 50 cm pour A = 2 cm (graphique 6.23 a., carrés jaunes) et la concentration moyenne à 50 cm pour A = 1 cm (graphique 6.23 b., carrés cyans) augmentent brutalement après un seuil situé à 6 Hz pour A = 2 cm et 9 Hz pour A = 1 cm. La concentration semble par la suite suivre une pente croissance, presque nulle pour

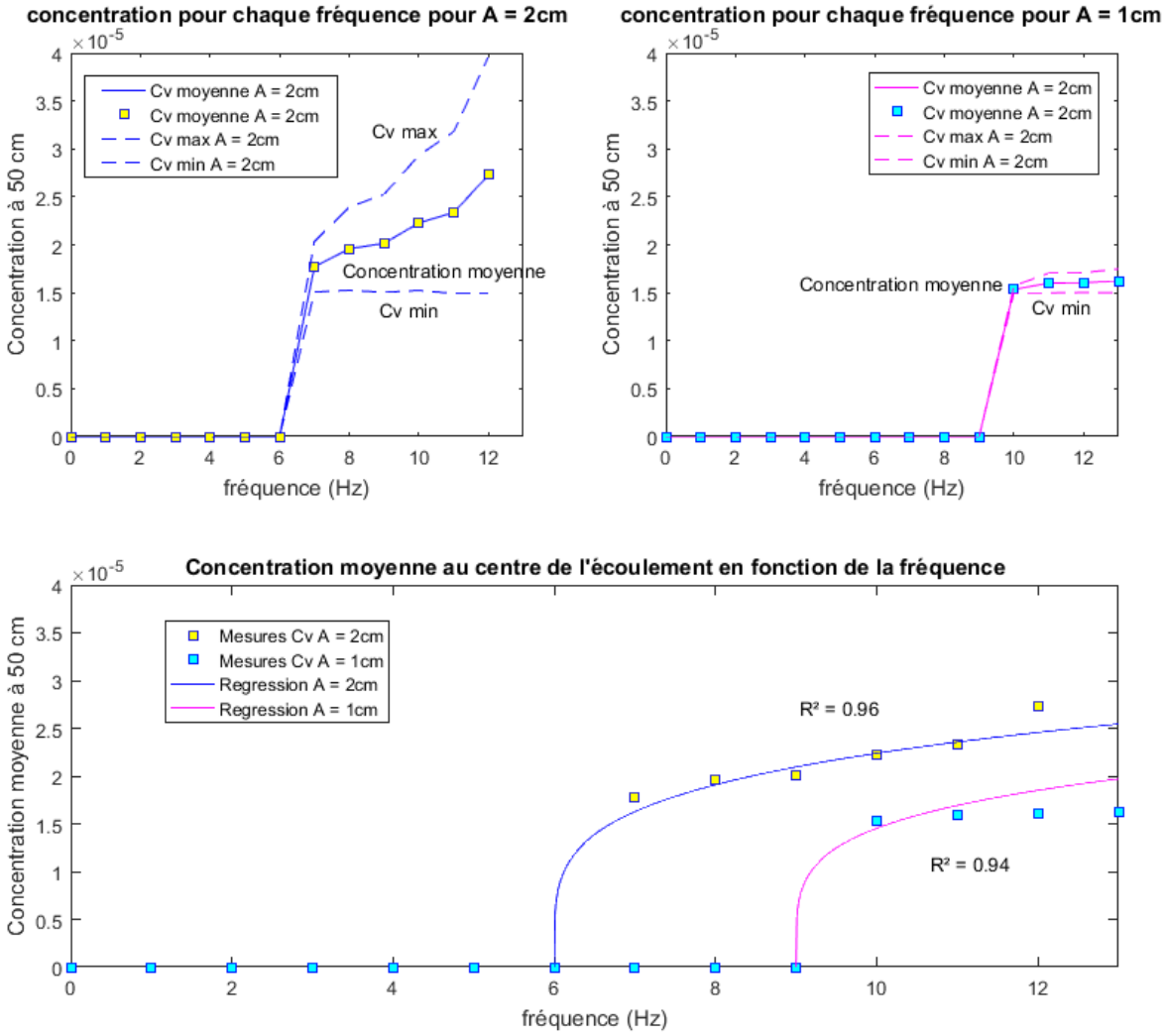


Figure 6.23 : Evolution de la concentration moyenne à 50 cm de la source en fonction de la fréquence, et pour les deux amplitudes. Les points représentent les mesures réalisées lors des expériences. Les lignes bleues et magenta du graphique c. correspondent à la meilleure loi empirique pour reproduire l'évolution de la concentration.

A = 1 cm. Toujours par la méthode des moindres carrés et en utilisant le coefficient de détermination R^2 comme outil statistique, la meilleure régression représentée sur la figure 6.23 c. (courbes bleues/rouges) est obtenue avec l'équation:

$$C_v = k_2 \left(A(f - f_0) \right)^{0.23} \text{ avec } k_2 = 4.1\,10^{-5} \text{ et } f_0 = 6 \text{ ou } 9 \text{ Hz suivant } A. \quad (14)$$

- Epaisseur de l'écoulement

Toujours basées sur les cartes des écoulements figures 6.19 et 6.20, l'épaisseur des écoulements semble assez variable dans le temps et suivant la position dans l'écoulement. Deux mesures sont nécessaires afin de caractériser ces écoulements : l'épaisseur du front, et l'épaisseur du corps de l'écoulement. Pour le front, son épaisseur correspond au point le plus haut de cette zone. Pour le reste de l'écoulement, l'épaisseur varie dans le temps (Fig 6.22 a.) : juste après le passage du front l'écoulement n'a pas encore eu le temps d'incorporer de l'air et, son épaisseur est faible, marquant un creux sur chaque carte (Fig. 6.19 et 6.20) ; suite à cette zone, l'épaisseur devient assez variable, oscillant avec des pics et des creux autour d'une valeur d'équilibre. Afin d'obtenir une valeur d'épaisseur moyenne représentative, les épaisseurs des creux et des pics sont mesurées pour chaque écoulement. L'épaisseur moyenne représentative

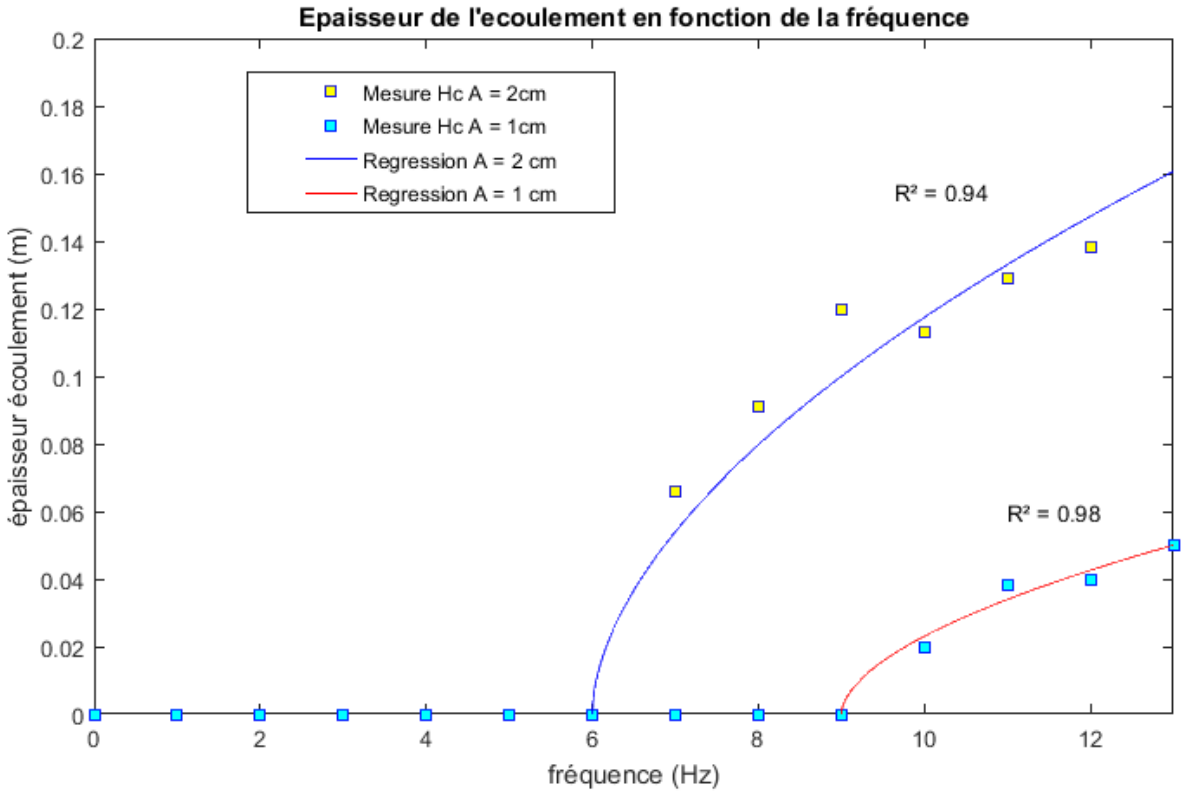


Figure 6.24: Evolution de l'épaisseur moyenne à 50 cm de la source en fonction de la fréquence, et pour les deux amplitudes. Les points représentent les mesures réalisées lors des expériences. Les lignes bleues et rouges correspondent à la meilleure loi empirique pour reproduire l'évolution de l'épaisseur.

correspond à la moyenne de toutes ces épaisseurs. L'évolution de l'épaisseur du corps de l'écoulement en fonction de la fréquence pour les deux amplitudes a été établie sur la figure 6.24. Par moindres carrés, la régression donnant le meilleur R² pour 1 et 2 cm est de la forme :

$$H_c = k_3 A\left(f - f_0\right)^{0.56} \quad \text{avec} \quad k_3 = 2.5 \quad \text{et} \quad f_0 = 6 \ ou\ 9\ Hz \text{ suivant } A \qquad (15)$$

- La vitesse de l'écoulement

Pour chaque fréquence, la vitesse de l'écoulement a été mesurée au front de celui-ci par la différence de position de ce front entre deux images prises par l'appareil photo. Ce contact net du front avec l'air ambiant permet de mesurer précisément la différence de position. Cependant l'évolution de cette vitesse en fonction du temps est difficile à mesurer car le front ne passe qu'une seule fois devant l'appareil photo. De plus, la vitesse interne de l'écoulement est très variable car il se comporte de façon chaotique, chaque vortex turbulent possédant sa propre vitesse. L'interaction avec l'air modifie la structure de l'écoulement, sa surface frotte et ralentit, en conséquence la base de l'écoulement se déplace plus vite que la surface. Il en résulte un recoupement imparfait des images sur les cartes des figures 6.19 et 6.20. La vitesse du front a donc été considérée comme la vitesse représentative de chaque écoulement. Comme nous observons sur le graphique figure 6.25, l'évolution de la vitesse avec la fréquence est analogue

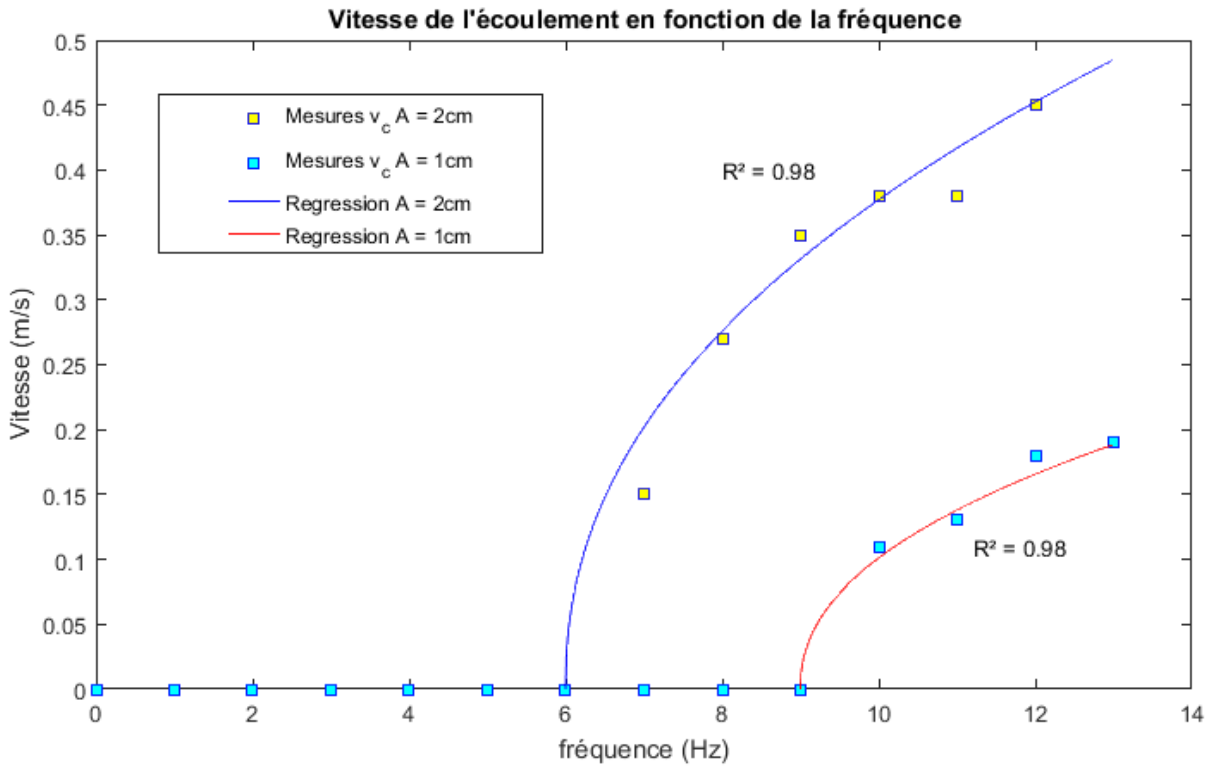


Figure 6.25 : Evolution de la vitesse du front à 50 cm de la source en fonction de la fréquence, et pour les deux amplitudes. Les points représentent les mesures réalisées lors des expériences. Les lignes bleues et rouges correspondent aux meilleures lois empiriques pour reproduire l'évolution de la vitesse du front.

à la concentration et la hauteur, elle évolue selon une fonction puissance. La meilleure loi suivant l'évolution des vitesses avec la fréquence nous donne (courbes bleues et rouges):

$$v_c = k_4 A(f - f_0)^{0.45} \text{ avec } k_4 = 10.1 \text{ et } f_0 = 6 \text{ ou } 9 \text{ Hz suivant } A. \quad (16)$$

3.2.3. Sédimentation

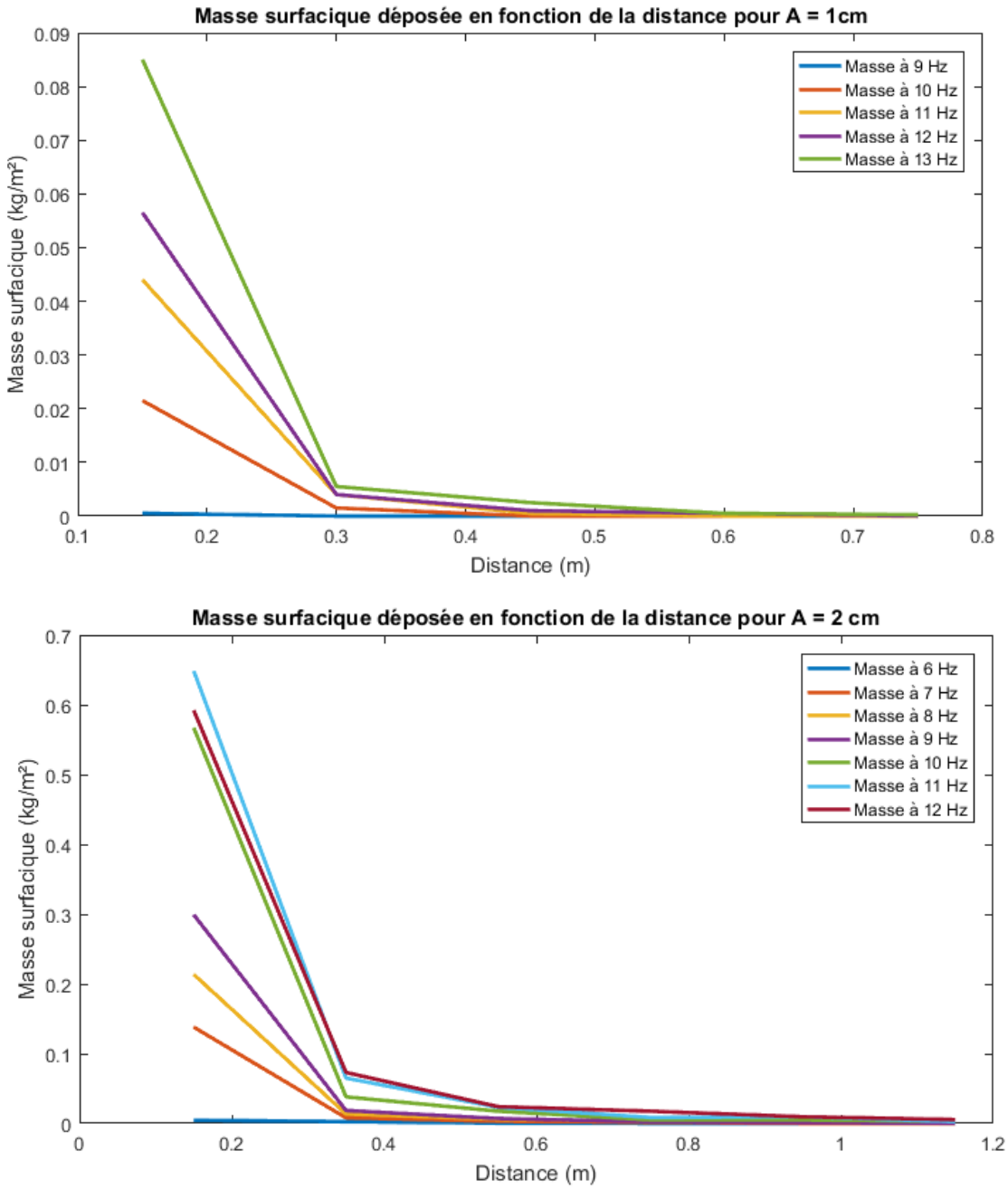


Figure 6.26 : Evolution de la masse surfacique des expériences en fonction de la distance, pour A=2 cm et A=1 cm. Pour chaque fréquence, une courbe de couleur différente a été reportée (voir légende).

Pour observer la répartition de la masse sédimentée durant une expérience, une mesure de cette masse a été effectuée en fonction de la distance depuis la source. Six feuilles de 0.2 × 0.1 cm ont été disposées le long du trajet de l'écoulement tous les 20 cm (Fig. 6.13). Les particules déposées à leur surface sont récoltées et pesées. La masse sédimentée par unité de surface en fonction de la distance a été déduite. Cette masse décroit très rapidement avec la distance pour chaque expérience comme on peut le voir sur la figure 6.26. La masse sédimentée par unité de surface sera appelée masse surfacique.

Connaissant la durée de chaque expérience et en considérant que toute la masse produite est sédimentée lors de l'écoulement, nous pouvons déterminer le taux de masse sédimentée, c'est-à-dire la masse sédimentée par unité de surface et par unité de temps. Il s'agit donc de s'intéresser à la masse récoltée sur une même feuille pour chaque fréquence. La feuille que nous avons considérée est la feuille n°3 à 50 cm se trouvant au niveau du champ de vision de l'appareil photo, et permettant une comparaison avec la masse transportée dans le nuage. Nous obtenons alors un taux de sédimentation croissant avec la fréquence, avec un seuil, représenté sur les graphiques figure 6.27 (carrés jaunes et bleus). Il semble là encore que le taux de sédimentation suive une loi de puissance avec la fréquence et l'amplitude. Toujours par la méthode des moindres carrés, le taux de sédimentation à 50 cm semble lié au cube de

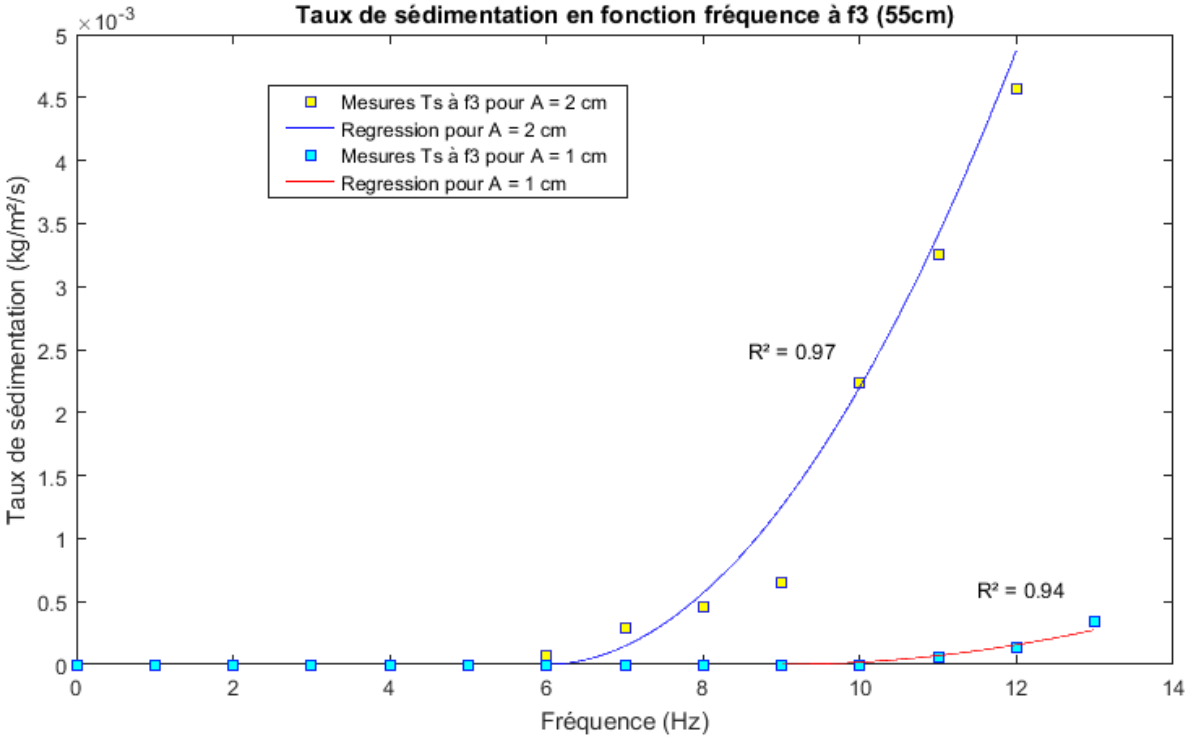


Figure 6.27 : Evolution du taux de sédimentation sur la feuille n°3 à 50 cm du réservoir, en fonction de la fréquence. Les courbes bleues et rouges correspondent à la loi empirique imitant l'allure générale des mesures, pour respectivement A=2 cm et A=1 cm.

l'amplitude, et à la fréquence à la puissance 1.96. La meilleure régression obtenue a pour équation :

$$T_s = k_6 A^3 (f - f_0)^{1.96} \quad \text{avec} \quad k_6 = 18.2 \tag{17}$$

3.3. Détermination du flux de masse

A partir de toutes les mesures effectuées précédemment sur les écoulements par l'appareil photo, il est possible d'établir une mesure de la quantité de masse transportée et ainsi d'observer son évolution lorsque les paramètres sources varient. Les écoulements étant variables dans le temps et l'espace, nous allons suivre l'évolution de la masse de particule sous la forme d'un flux de masse, ou débit massique.

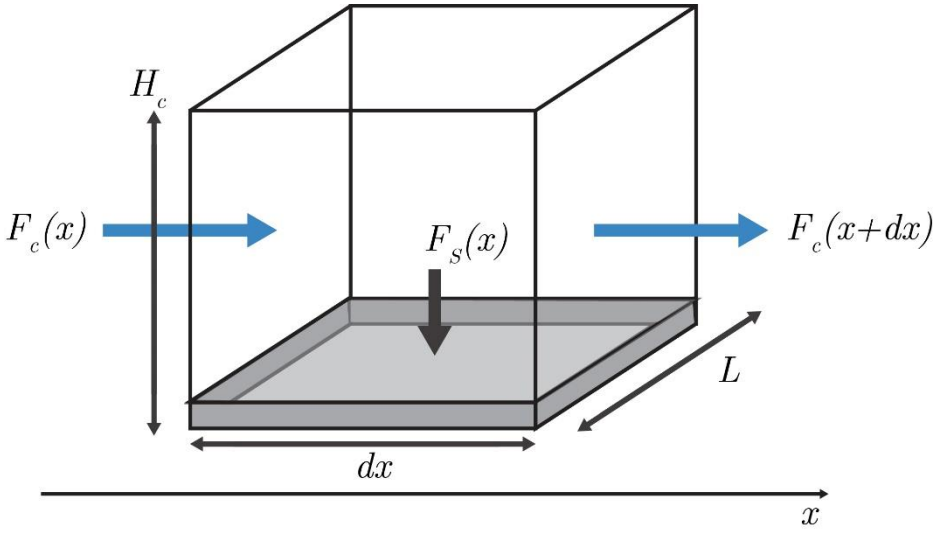


Figure 6.28: Schéma théorique des flux de masses au sein d'un écoulement pour une petite variation de distance dx. La base grisée correspond à la masse de particules sédimentées.

Pour simplifier, considérons que l'écoulement peut être séparé en une série de volumes élémentaires, comme représenté sur la figure 6.28. En postulant que la concentration est homogène sur l'épaisseur, que la vitesse de l'écoulement et son épaisseur ne varient pas en fonction de *x*, le flux de masse transporté dans l'écoulement représente la masse transmise d'un volume à un autre à chaque instant (flèches bleues). Or ce flux varie selon la distance à cause de la sédimentation. Entre deux positions, à *x* l'entrée du cube et à *x*+*dx* la sortie du cube, la masse perdue par l'écoulement peut être calculée par :

$$F_c(x+dx) = F_c(x) - F_s(x) \tag{18}$$

avec F_c le flux de masse transportée dans l'écoulement et F_s le flux de sédimentation. Ils représentent le débit massique traversant une surface équivalant à une des faces du volume

élémentaire. C'est donc le produit de la masse de particules par la vitesse de l'écoulement et par la surface considérée. Ils s'expriment en kg s^{-1} suivant :

$$F_c = C_v \rho_p v_c H_c L \tag{19}$$

$$F_s = C_v \rho_p w dx L \tag{20}$$

où $w = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_f) gd}{3 C_d \rho_f}}$ est la vitesse de sédimentation des particules (équation (9) chapitre 2).

A partir de toutes les mesures de concentration, de vitesse et d'épaisseur des écoulements et en considérant $\rho_p = 2500\ kg.m^{-3}$ et $L = 0.48\,m$, le flux de masse en fonction des paramètres sources (fréquence et amplitude) a été calculé en utilisant l'équation 19. Les résultats sont présentés sur la figure 6.29 (carrés jaunes et bleus). Il aussi possible de déterminer une expression de ce flux en utilisant les lois empiriques dérivées de chacun des paramètres des écoulements équations (14), (15), et (16). En remplaçant chaque paramètre de l'équation (19) par sa loi empirique, nous obtenons une expression du flux de masse transporté en fonction des paramètres sources, pour *x* = 50 cm :

$$F_c(f, A) = k_2 k_3 k_5 \rho_p L A^{2.23} (f - f_0)^{1.24} \tag{21}$$

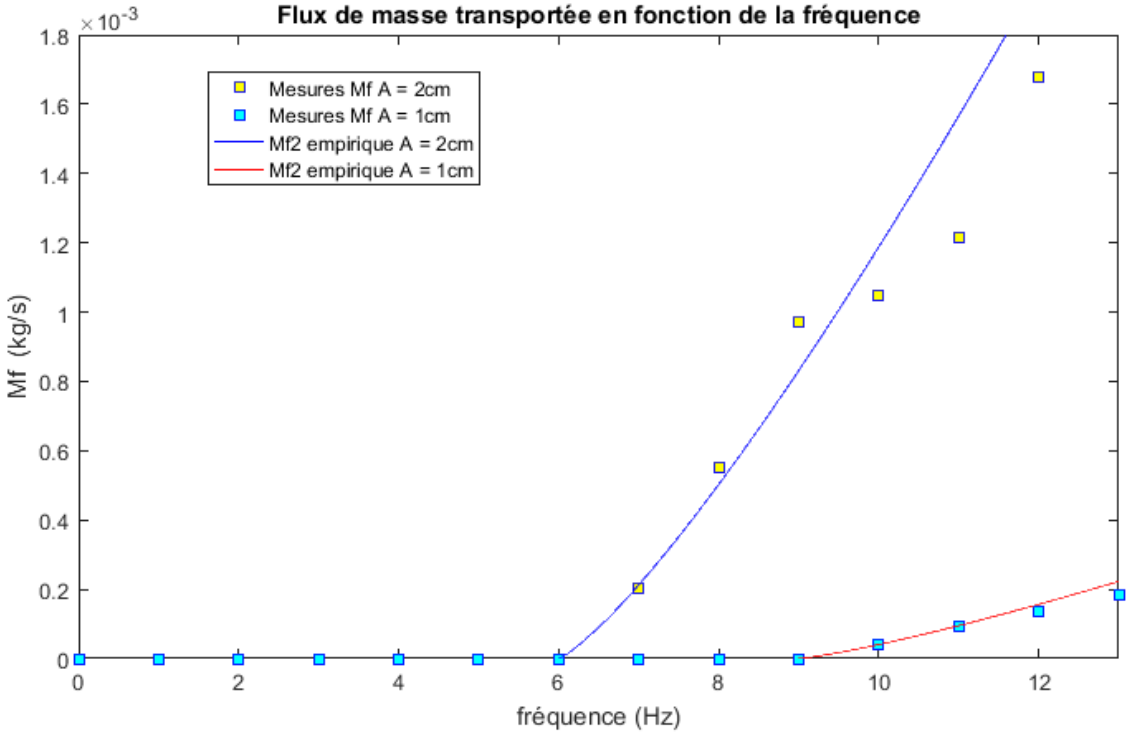


Figure 6.29 : Evolution du flux de masse transportée à 50 cm du réservoir en fonction de la fréquence et de l'amplitude. Le flux de masse déduit des lois empiriques définies précédemment est reporté par les courbes bleues et rouges pour respectivement A=2 cm et A=1 cm.

Reporté sur la graphique figure 6.29 (courbes rouges et bleues), le flux de masse dérivé des lois empirique (Eq 21) est très proche du flux de masse mesuré (Eq 19). Les lois empiriques semblent donc réalistes car l'ensemble est cohérent.

Afin d'extrapoler le mécanisme à un autre système, il est nécessaire de déterminer le flux de masse produit au niveau du réservoir. Etant donné que les mesures ont été réalisées proche du réservoir, la variation de la concentration sur la distance est négligée. Le flux de masse produit par le mécanisme au niveau du réservoir F_p est équivalent au flux de masse F_c (Eq. 21) calculé à 50 cm. Divisé par la surface du réservoir, le flux produit F_p, en kg.m^{-2}.s^{-1}, est cette fois caractéristique du mécanisme physique qui génère l'écoulement dilué.

$$F_p(f, A) = K \rho_p \frac{L}{S} A^{2.23} (f - f_0)^{1.24} \quad (22)$$

avec $K = k_2 k_3 k_4 = 1.04\,10^{-3}$. Il représente le transfert de masse entre la partie concentrée, le réservoir, et l'écoulement dilué. Ce flux est donc fonction uniquement des paramètres de la source à savoir la fréquence et l'amplitude de vibration, ainsi que des caractéristiques de la source (dimensions, densité des particules,…).

IV. Influence de la géométrie de la source

4.1. Forme du réservoir: contrainte de la direction d'entrée de l'air

La forme du réservoir est un paramètre fixé par l'utilisateur pouvant influencer les expériences. Si dans le cas de l'entrainement par turbulence, la forme du réservoir a peu d'incidence sur la formation d'un nuage dilué ce n'est pas le cas pour l'incorporation d'air par vibration. En effet, la direction d'entrée de l'air n'est pas la même selon les réservoirs utilisés. Deux options apparaissent : soit l'air incorporé provient de toutes les directions et même du nuage dilué, soit l'air est forcé d'entrer le long des bordures du réservoir, donc sous le nuage de particule et ne passe pas au travers de la zone expansée à la surface du lit. Comme nous avons vu dans les sections précédentes deux réservoirs ont été utilisés afin d'étudier le mécanisme, un en acier et un en pyrex transparent. Ils ont la même forme (rectangulaire) ainsi qu'un volume et une surface équivalente. Il y aura par conséquent peu de différence entre les résultats du réservoir en acier et ceux du réservoir en pyrex. Ainsi, afin de mesurer l'influence de la direction d'entrée d'air, une étude dans un réservoir différent doit être menée.

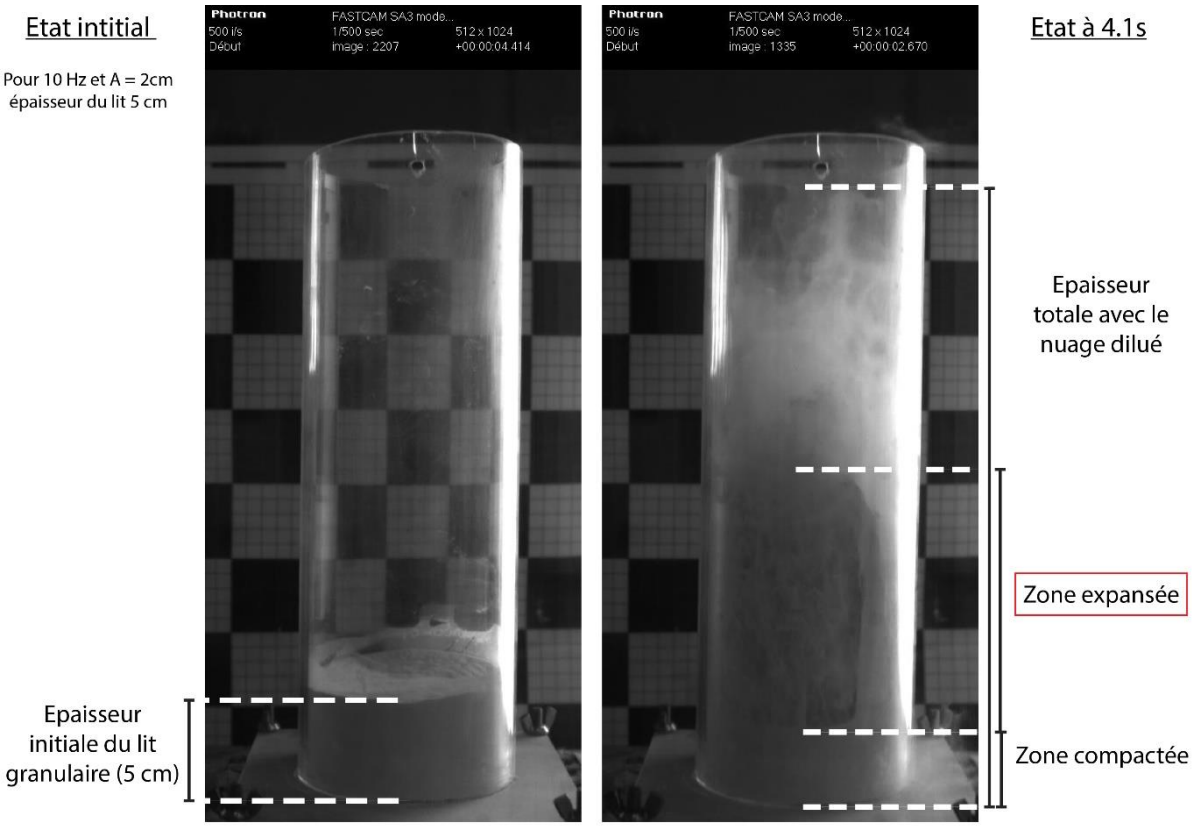


Figure 6.30 : Comparaison entre l'état au repos et l'état à 4.1 s pour l'expérience avec 5 cm de billes de verre dans le tube soumis à une fréquence de 10 Hz et une amplitude de 2 cm. On y observe à 4.1 s une zone inchangée (restée compacte), la zone expansée avec la présence de bulles d'air plus sombrent, et enfin par-dessus le nuage dilué en suspension assez clair qui commence à s'échapper du tube.

Une série d'expériences a donc été conduites en contraignant la direction d'entrée de l'air dans le lit granulaire dans un réservoir différent. Toujours dans le modèle expérimental version 2, le réservoir utilisé est le tube de plexiglas de 10 cm de diamètre et 28 cm de haut, fixé au support de vibrations, présenté dans la méthodologie chapitre 3. De cette manière, l'air entrant dans le lit granulaire lors des vibrations n'a d'autre choix que de traverser le nuage et non de se glisser dans le lit granulaire latéralement. L'autre avantage de cette disposition est la possibilité de voir la dynamique interne des vibrations sans que le nuage ne vienne recouvrir la vue puisqu'il est confiné dans le tube. Deux séries de 12 expériences ont été réalisées, suivant le même protocole utilisé pour les expériences section III : (i) les billes de 35 µm préalablement séchées et décompactées sont utilisées comme particules pour le lit granulaire ; (ii) une série d'expériences de 0 à 12 Hz est réalisée avec l'amplitude 2 cm, puis elle est répétée avec l'amplitude 1 cm ; (iii) les expériences sont filmées par caméra haute vitesse afin de mesurer la présence ou non d'un nuage, et si oui mesurer sa hauteur afin de la comparer avec les mesures dans le réservoir rectangulaire. La hauteur initiale dans le tube est fixée à 5 cm comme dans les réservoirs rectangulaires. Deux images enregistrées par la caméra à t = 0 s et à t = 4.1 s de l'expérience à 10 Hz et pour A = 2 cm sont comparées en exemple dans la figure 6.30. On y

observe les différentes zones formées lors de la dilation du lit granulaire par vibration (voir section II.). L'épaisseur de la zone expansée correspond à la hauteur maximale atteinte par une bille projetée par les vibrations sans interagir avec l'air.

Les mesures d'épaisseur totale du nuage lors de l'expansion pour 2 cm et 1 cm d'amplitude sont reportées sur la figure 6.31 (carrés jaunes et bleus respectivement) et comparées aux épaisseurs du nuage mesurées section III 3.2.1 (cercles jaunes et bleues). Les épaisseurs obtenues avec le tube sont proches de ceux obtenues avec le réservoir en acier, mais la croissance est plus rapide dans le tube, jusqu'à un plafonnement marquant la hauteur maximale du tube. Pour A = 2 cm, le confinement du nuage semble faciliter son épaississement, ce qui constitue cette fois-ci un biais expérimental. Pour le cas A = 1 cm, les résultats sont plus cohérents, la croissance est linéaire pour les expériences dans le tube mais reste proche de celle des expériences dans le réservoir en acier. Néanmoins le résultat principal est la formation d'un nuage dilué au-dessus du lit granulaire pour les mêmes fréquences que pour le réservoir rectangulaire, avec le même seuil de fréquence à 5 Hz pour A = 2 cm et 8 Hz pour A = 1cm.

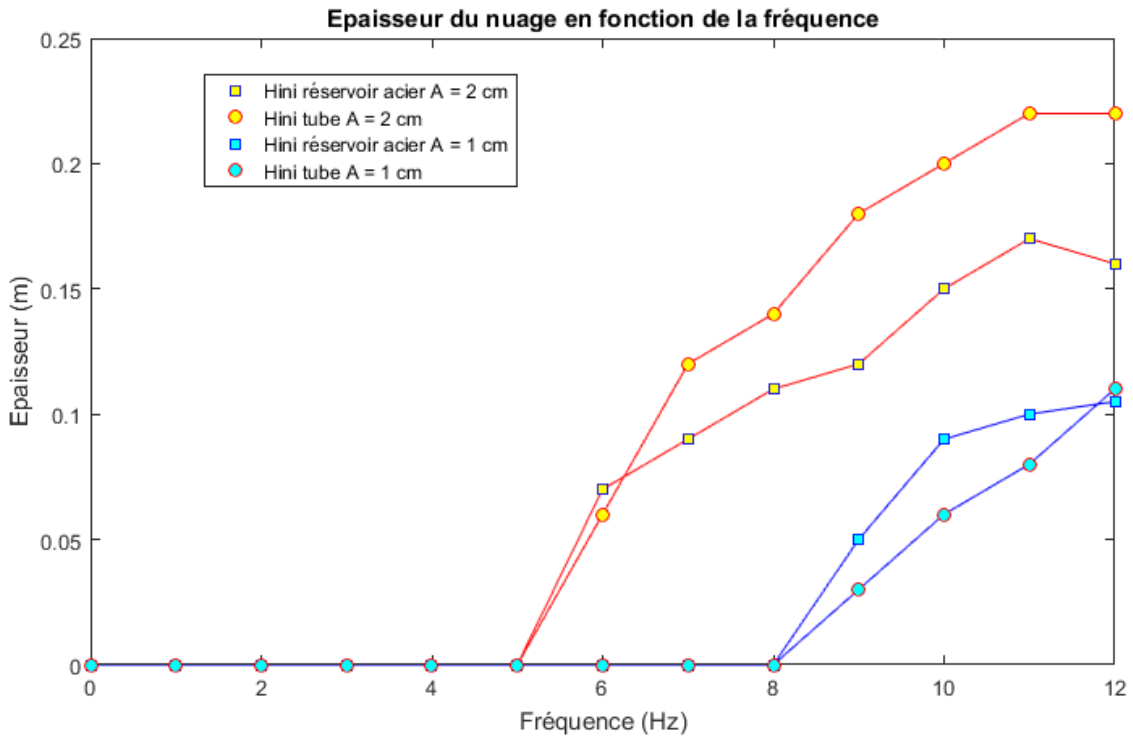


Figure 6.31: Mesure de l'épaisseur du nuage dilué dans le tube pour A= 2 cm et A=1 cm (carrés jaunes et bleus respectivement) en fonction de la fréquence, comparées aux mesures de l'épaisseur du nuage initial réalisées pour les expériences avec le réservoir en acier (cercles jaunes et bleus).

Ces résultats confirment donc que malgré la direction d'entrée d'air contrainte, un nuage dilué se forme au-dessus du lit granulaire lors des vibrations. La géométrie du dispositif ne semble donc pas influencer l'incorporation d'air dans le lit granulaire, mais influence le nuage

dilué une fois formé (formation ou non d'un écoulement). Ces résultats renforcent aussi la robustesse des résultats obtenus en section III : en effet aucun biais expérimental n'a eu lieu dans l'incorporation d'air puisque le nuage dilué n'est pas confiné comme il l'est dans un tube fermé, lui permettant d'adopter sa propre dynamique. Les implications volcanologiques seront décrites dans la suite Partie C.

4.2. Epaisseur du lit granulaire et masse

Les observations dans le réservoir en pyrex section II semblent indiquer que l'épaisseur du lit granulaire n'a pas d'influence sur la formation du nuage dilué car seule une fine couche superficielle est mobilisée. Afin de démontrer cette observation les 2 séries de mesures réalisées précédemment dans le tube de plexiglas avec 5 cm d'épaisseur sont répétées à l'identique mais pour 3 cm et 7 cm d'épaisseur. Le tube permet de mesurer les épaisseurs du lit d'une manière précise car les billes sont maintenues dans le tube, il n'y a donc pas de perte de masse par formation d'un écoulement dilué, l'épaisseur du lit est donc stable. De nouveau, les billes de 35 µm de diamètre séchées sont utilisées. Les expériences sont filmées par caméra haute vitesse, et les mêmes mesures sont effectuées.

Etant donné que l'épaisseur du nuage plafonne car il atteint la hauteur maximal du tube, les mesures d'épaisseur de la zone d'expansion du lit granulaire (Fig. 6.30) ont été utilisées pour comparer les expériences. Les mesures de cette épaisseur en fonction de la fréquence pour 3, 5 et 7 cm d'épaisseur de bille de verre sont présentés figure 6.32. Nous constatons que l'épaisseur d'expansion n'est pas fonction de l'épaisseur du lit granulaire, les trois courbes se superposent aussi bien pour 2 cm que pour 1 cm d'amplitude. Nous pouvons en déduire que l'épaisseur du lit n'influe pas sur la formation des écoulements dilués. Malgré tout, la masse des écoulements sera fonction de la masse totale disponible dans le réservoir lors de l'expérience. Il est donc important de maintenir une masse identique lors des expériences, quelle que soit l'épaisseur de grains que cela représente dans les réservoirs.

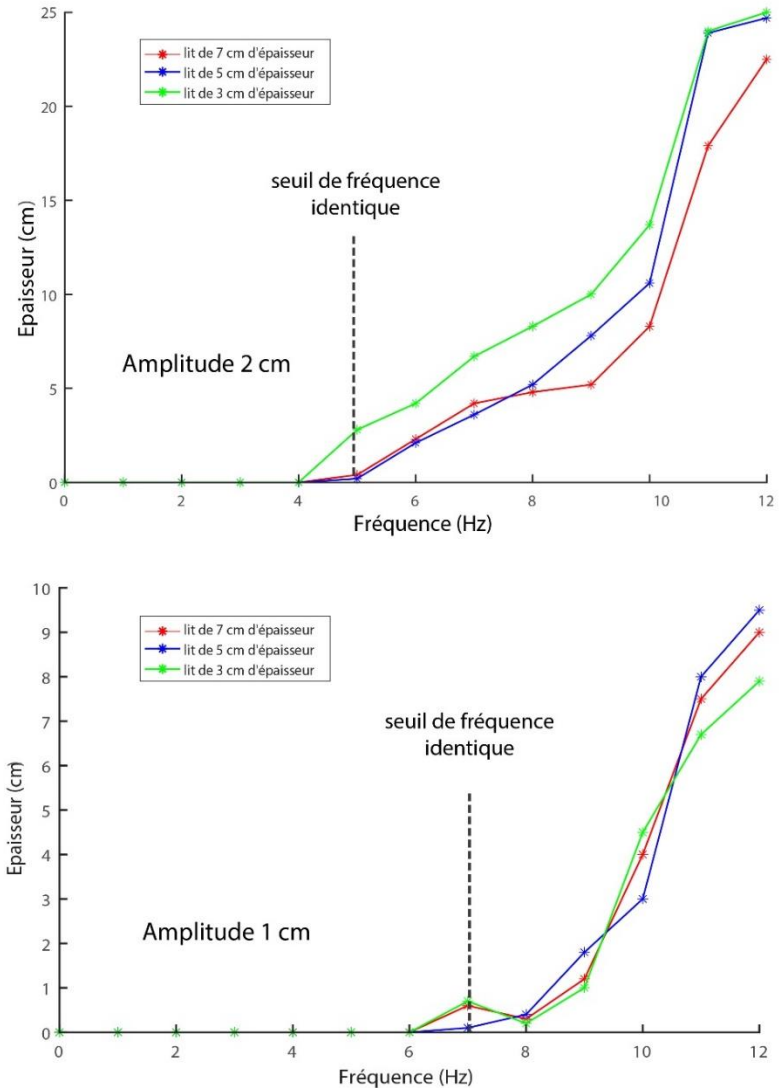


Figure 6.32 : Mesure de l'épaisseur de la zone expansée en fonction de la fréquence pour les deux amplitudes de vibration. Pour chaque amplitude, les expériences sont répétées avec 3 épaisseurs initiales de lit granulaire différentes : 3 cm (vert), 5 cm (bleu), 7 cm (rouge).

V. Effet de la granulométrie

5.1. Introduction et protocole de mesure

Afin d'étudier l'influence de la taille des particules sur la formation d'un nuage dilué, le tube en plexiglas a de nouveau été utilisé. De nouvelles séries de mesures ont été réalisées comme dans la partie précédente mais en augmentant la taille moyenne des billes : deux séries à A = 2 cm puis A = 1 cm avec des billes de 80 µm de diamètre (environ 2 fois plus grosses), puis deux autres séries à A = 2 cm puis A = 1 cm en utilisant des billes de 500 µm (10 fois plus grosses). Afin de comparer avec les précédents résultats effectués dans le tube avec les billes de 35 µm, l'épaisseur de la zone expansée est là encore mesurée par caméra haute vitesse.

5.2. Résultats

Les résultats de toutes les expériences ont été compilés sur la figure 6.33: la première ligne concerne les billes à 35 µm reportées depuis la figure 6.32, la seconde ligne celles des billes de 80 µm, et enfin la troisième ligne celles de 500 µm. Chaque colonne représente une amplitude. La première observation est que les mesures sont très cohérentes entre les deux amplitudes, les épaisseurs sont environ divisées par deux mais l'allure des courbes est pratiquement la même pour chaque classe de billes. De plus, les zones expansées commencent à se former pour les mêmes seuils de fréquence, qui sont à 5 Hz pour A = 2 cm et entre 6 et 8 Hz pour A = 1 cm. La seconde observation importante est la présence ou non d'un nuage dilué. Il se forme uniquement pour les billes de 35 µm et 80 µm mais de manière non simultanée avec le seuil de fréquence. Plus la taille des billes est grande, plus la fréquence pour observer sa formation est grande. Il y a donc deux mécanismes distincts : la formation de la zone expansée visible à partir du seuil de fréquence, et la formation du nuage dilué distincte à partir d'un second seuil que l'on nommera seuil de formation. Le seuil de fréquence est stable entre les différentes tailles de billes, ce qui n'est pas le cas du second seuil qui apparaît à fréquence de plus en plus élevé lorsque la taille des billes augmente. Ce seuil de formation est donc dépendant de la taille des particules, contrairement au premier. Autrement dit, plus le diamètre des billes du lit granulaire est forte, plus il faudra une fréquence importante pour former un nuage dilué, et par conséquent un écoulement. Pour le cas à 500 µm, aucun nuage ne se forme, et nous pouvons postuler que le seuil de formation d'un nuage dilué pour une telle granulométrie est au-delà de la gamme de fréquence qui a été explorée dans ces expériences.

L'allure des courbes de l'épaisseur de la zone expansée n'est pas la même entre chaque diamètre : comme nous avons déjà vu, l'épaisseur du lit de billes de 35 µm a une croissance très rapide (hyperbolique) au-delà du seuil de fréquence. Pour 80 µm, l'épaisseur croit fortement au début, puis stagne avant de raugmenter de nouveau pour les plus hautes fréquences. Quant aux billes de 500 µm le comportement suit une croissance forte puis rapidement stagne autour d'une valeur d'équilibre. Ces allures semblent plus ou moins liées à la présence ou non d'un nuage : nous pouvons remarquer que dès le passage du seuil de formation du nuage, les courbes ont une croissance importante et cela pour les deux amplitudes. Pour 80 µm, la zone de stagnation laisse place à une zone de croissance marquée au passage du second seuil. A l'inverse, pour les billes de 500 µm, la zone de stagnation n'évolue pas car aucun nuage dilué ne s'est formé. Il est donc probable que le nuage dilué joue un rôle sur la dynamique de la zone expansée, probablement en ralentissant les transferts de gaz.

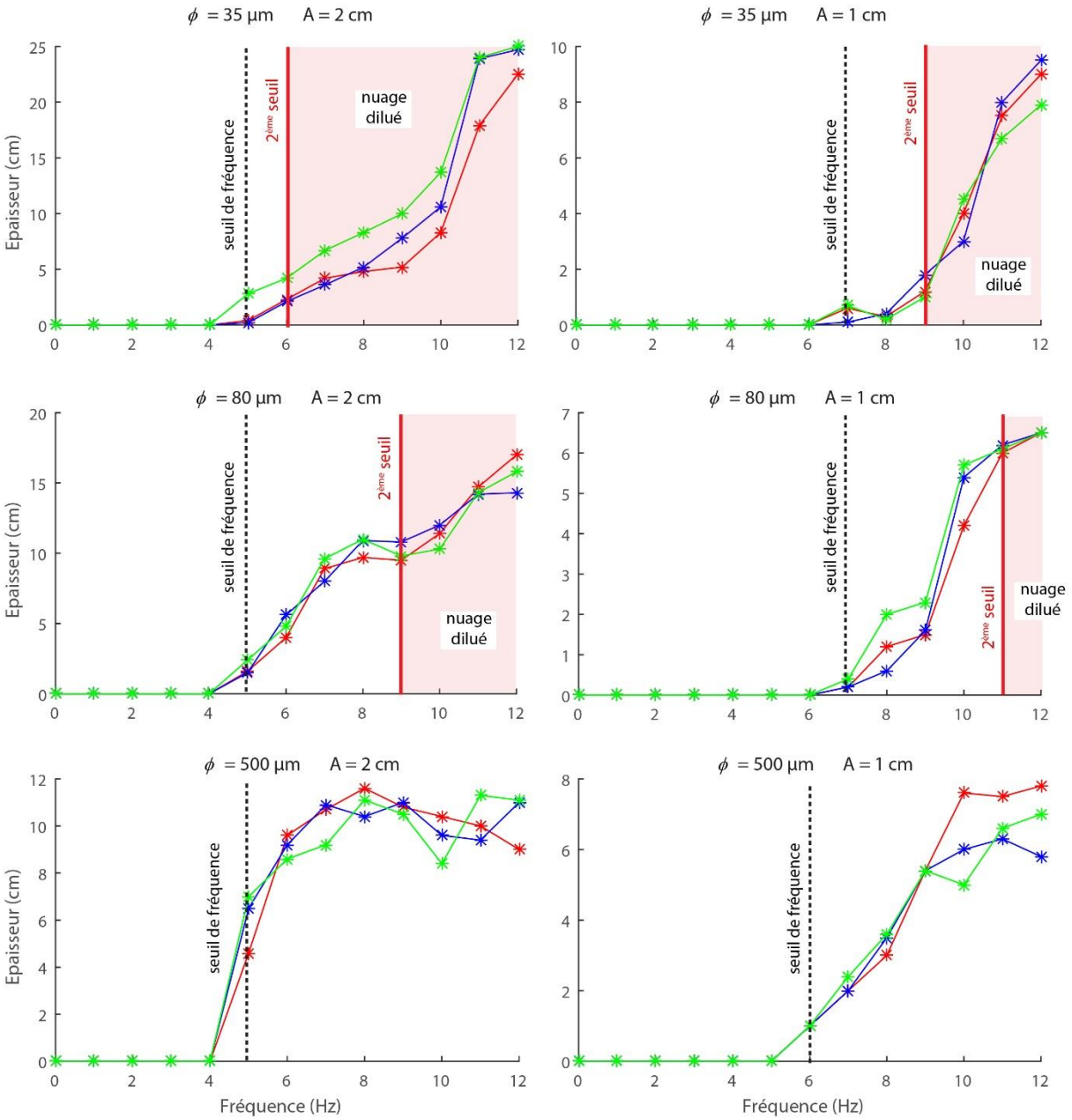


Figure 6.33 : Mesures de l'épaisseur de la zone expansée pour différentes tailles de billes et différentes épaisseurs initiales en fonction de la fréquence. La première ligne représente les expériences avec les billes de 35 µm, la seconde avec les billes de 80 µm, et la troisième avec les billes de 500 µm. La première colonne représente les expériences à 2 cm d'amplitude de vibration, et la seconde colonne les expériences à 1 cm d'amplitude de vibration.

5.3. Discussion

Ces expériences semblent mettre en évidence qu'il y deux mécanismes distincts entre la formation de la zone expansée et la formation du nuage. Le premier est dépendant de l'énergie du système (fréquence, amplitude) alors que le deuxième dépend en plus de la taille des particules. Plus la bille a un grand diamètre, plus l'énergie de vibration nécessaire pour la mettre en suspension doit être grande. Même si la relation entre diamètre et seuil semble linéaire au

premier ordre, les données sont insuffisantes pour déterminer une relation empirique plus précise. La granulométrie joue donc un rôle important dans ce mécanisme de formation et ce rôle ser discuté plus en détail dans la section VII.

VI. Influence de la température

6.1. Introduction

Toutes les expériences présentées précédemment ont été réalisées à température ambiante (section II, III, IV et V). L'influence de la température n'a pu être étudiée que dans le dispositif version 1, conçu pour résister aux fortes températures, et uniquement avec les réservoirs en pyrex et en acier, ce qui limite le champ d'étude. Ainsi, l'influence de la température a été majoritairement effectuée sur la dynamique de l'écoulement dilué. Pour se faire, de nouvelles expériences ont été réalisées dans lesquelles un écoulement dilué est produit par vibration pour différentes températures initiales du lit granulaire. Les caractéristiques de l'écoulement sont mesurées durant sa mise en place par l'appareil photo placé en vision large pour observer tout le dispositif. De manière à observer l'influence de l'élutriation, deux cas de figures ont été envisagés : un cas monodisperse avec des billes de verre, et un cas polydisperse avec l'ignimbrite. Pour chaque cas, le protocole de mesure sera énoncé avant les résultats.

6.2. Résultats

6.2.1. Avec les billes de verre monodisperses

Les expériences d'incorporation d'air par vibration avec les billes de verre montrent que, à froid, le nuage initial formé au-dessus du réservoir se déstabilise en formant un écoulement dilué plus dense que l'air ambiant. Deux expériences ont été réalisées, toujours avec des billes de verre de 35 µm, préalablement chauffées à des températures différentes : une première expérience où les billes ont été chauffées à 150°C, puis une seconde expérience avec les mêmes billes chauffées à 300°C. Ces deux expériences sont soumises à une vibration de 10 Hz pendant 7 s pour une amplitude de 2 cm. L'évolution du nuage formé est enregistrée par vidéo à l'aide d'un des appareils photo. L'état du système à 1, 3 et 6 secondes après le début des vibrations est reporté sur la figure 6.34.

D'après les caractéristiques des écoulements sur cette figure, il semblerait que la dynamique de l'écoulement formé soit différente lorsque l'on augmente la température. Pour l'expérience a, l'écoulement se développe à t = 3 s mais s'élève rapidement à cause de sa flottabilité et finit

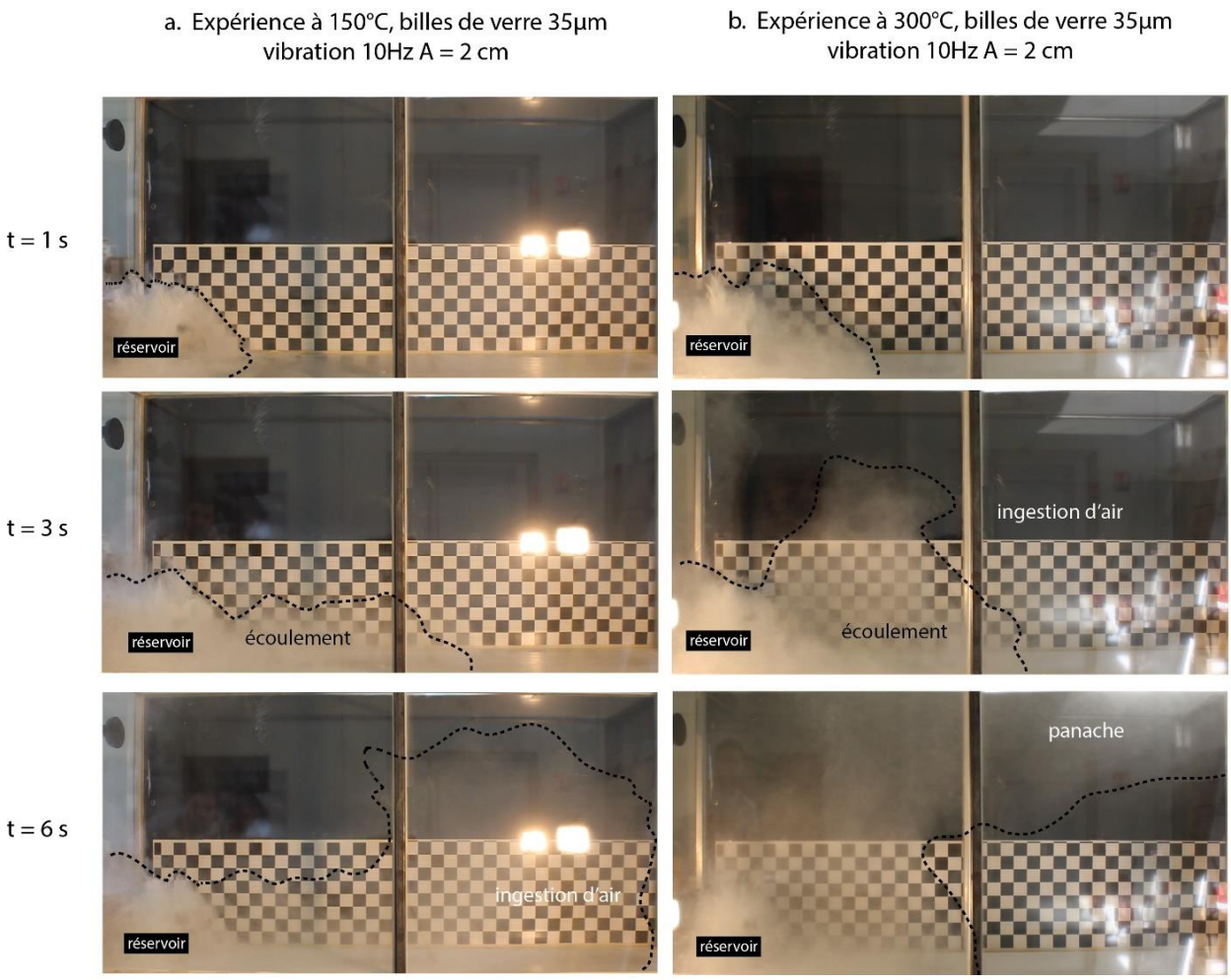


Figure 6.34 : Séquences d'images enregistrées par l'appareil photo à 1, 3 et 6 s après le début des vibrations pour 2 expériences réalisées avec des billes de verre de 35 µm chauffées à des températures différentes : 150°C pour la a. et 300°C pour la b. Pour une meilleure visibilité, les contours des écoulements sont matérialisés par des pointillés noirs.

par ingérer beaucoup d'air ambiant, si bien que à t = 6 s il n'est pratiquement plus visible. En ingérant de l'air, son volume augmente et finit par s'homogénéiser avec tout l'air disponible dans le dispositif. Pour l'expérience b, le même dynamisme s'opère mais cette fois-ci plus marqué, l'écoulement à peine formé ne peut se propager au-delà de la moitié du dispositif avant de s'élever jusqu'en haut. Il forme alors un panache moins dense que l'air qui s'étale en haut du dispositif puis sédimente lentement.

La température semble donc jouer un rôle important sur la dynamique de l'écoulement dilué, et notamment sur le mélange avec l'air ambiant, qui semble être plus prononcé lorsque le lit granulaire est initialement plus chaud. Les particules ont toujours la même taille mais sont transportées de 2 manières différentes, soit en écoulement, soit en panache. Le seul paramètre variable entre les expériences est la température de ces particules. Elle agit alors sur la densité de l'écoulement, et notamment du gaz, qui diminue lorsqu'il est chaud. Il est difficile d'étudier plus précisément le dynamisme dans ces expériences car la concentration de l'écoulement est

trop faible et empêche une bonne visibilité. Il est alors nécessaire de poursuivre l'étude en utilisant de l'ignimbrite dont la réflectance plus élevée permet une meilleure visibilité.

6.2.2. Avec l'ignimbrite polydisperse

De nouvelles expériences sont réalisées, suivant le même protocole que les expériences précédentes mais en utilisant de l'ignimbrite chauffée. Quatre expériences sont alors conduites à 100, 150, 200 et 350°C afin d'affiner les mesures. Le lit granulaire est soumis à une vibration de 7 Hz produisant un écoulement plus petit mais plus facilement étudiable, toujours à une amplitude de 2 cm. Tout comme pour les expériences précédentes, celles-ci sont filmées par un

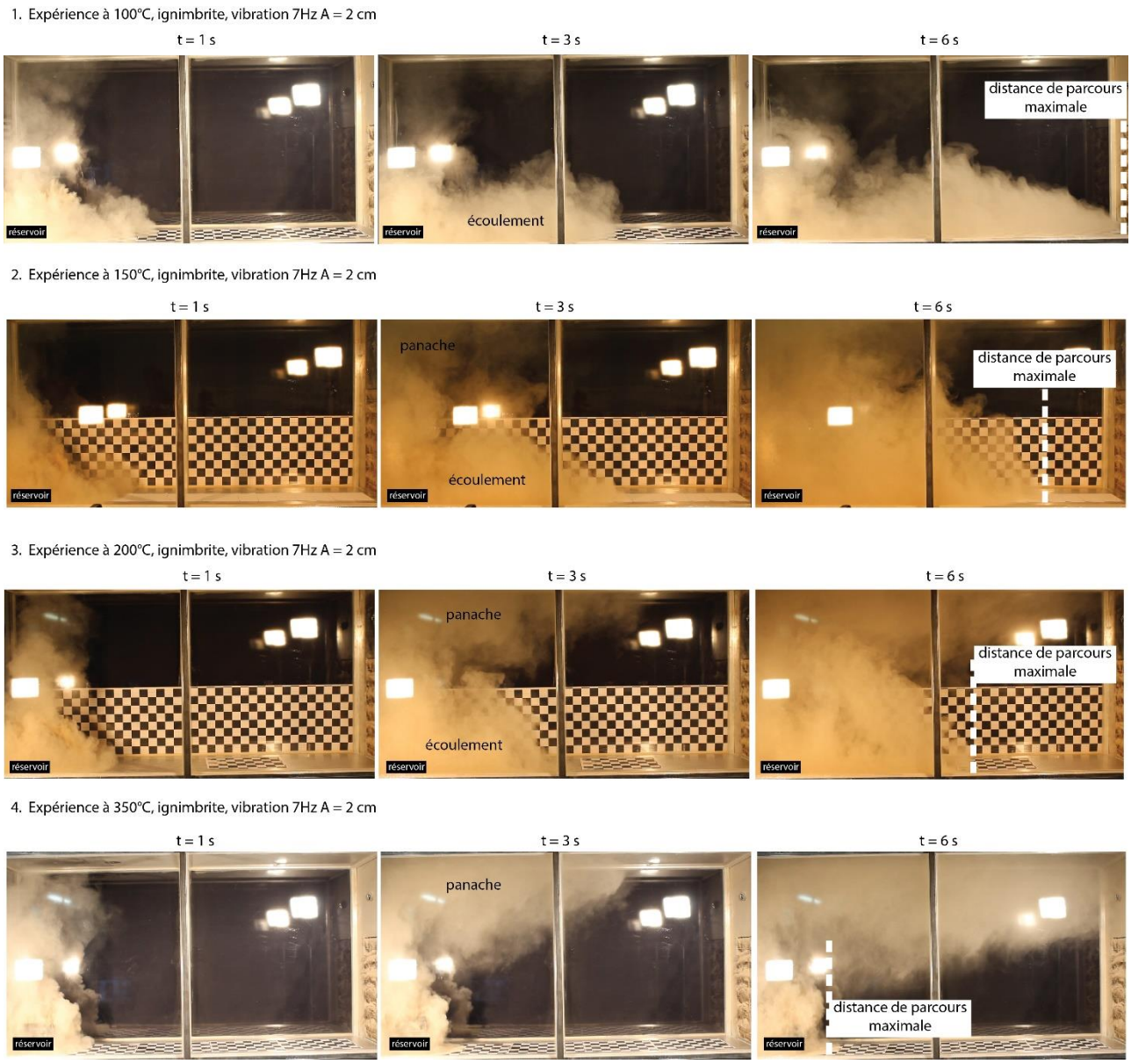


Figure 6.35 : Séquences d'images enregistrées par l'appareil photo à 1, 3 et 6 s après le début des vibrations pour 4 expériences réalisées avec de l'ignimbrite chauffée à des températures différentes : 100°C pour la 1., 150°C pour la 2., 200°C pour la 3., et 350°C pour la 4. Les distances de parcours des écoulements dilués sont reportées par une ligne pointillée blanche.

appareil photo et les séquences à 1, 3 et 6 s sont compilées dans la figure 6.35. Afin de suivre l'évolution de la température dans le dispositif, les quatre expériences sont aussi filmées par la caméra thermique.

Les écoulements produits ont la même dynamique que ceux qui ont été générés à partir d'un lit granulaire de billes de verre monodisperse, à la différence qu'ils sont plus visibles. La première observation est la même relation entre température et distance de parcours : pour l'expérience 1 à 100°C l'écoulement traverse tout le dispositif sans s'élever et se mélanger avec l'air, pour l'expérience 2 à 150°C l'écoulement s'arrête avant car il commence à se mélanger avec l'air et pour l'expérience 3 à 200°C l'écoulement ne parcourt que la moitié du dispositif avant de s'élever et se mélanger. Pour l'expérience 4 à 350°C, il n'y a pas d'écoulement mais uniquement un panache. Nous retrouvons donc la même systématique : plus la température est haute, moins l'écoulement parcourt une longue distance. La seconde observation importante est la présence d'un panache au-dessus du réservoir avant même que l'écoulement est eu le temps de se mélanger avec l'air ambiant. On peut l'observer sur les 4 expériences aussi bien à t = 1 s qu'à t = 3 s. Afin de déterminer son origine un échantillon des dépôts a été prélevé sur l'expérience 2 où lors de la sédimentation, nuage et écoulement sédimentent en deux zones différentes. L'analyse au G3 présenté figure 6.36 montre un pic de taille de grain autour de 15 µm pour le panache, contre une moyenne de 45 µm pour les particules de l'écoulement. Il y a donc une élutriation secondaire qui se produit dans le nuage initial, dû à un flux convectif vertical, séparant les particules très fines qui constituent le panache, du reste des particules qui constituent, elles, l'écoulement dilué. Ce panache est de plus en plus prononcé lorsque la

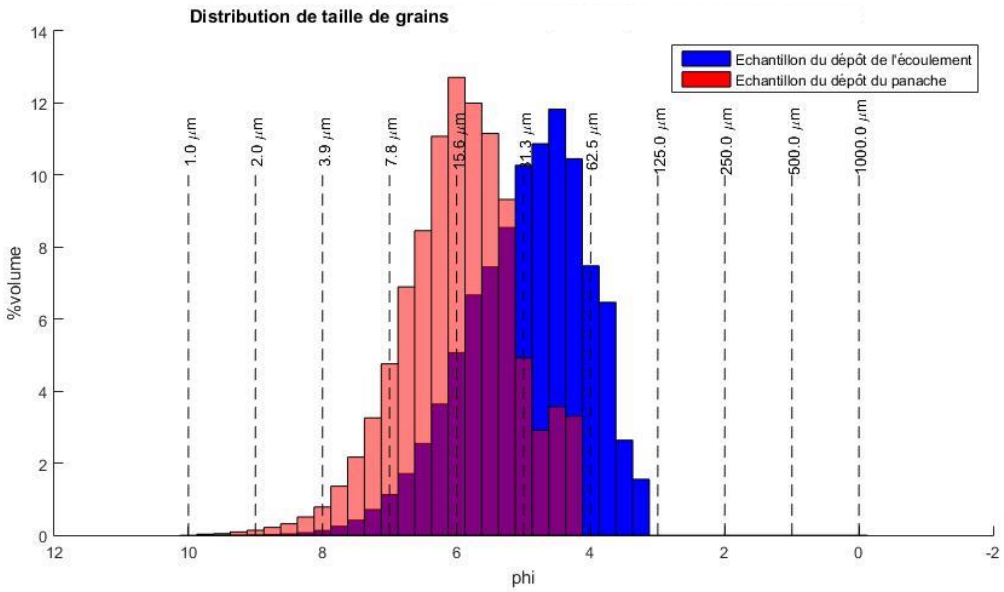


Figure 6.36 : Distribution de taille de grain effectuée à l'aide de l'analyseur G3 pour un échantillon du dépôt du panache (en rouge) et un échantillon du dépôt de l'écoulement (en bleu).

température augmente car la convection au-dessus du réservoir est de plus en plus importante, jusqu'au cas extrême 4 où il n'y a qu'un panache.

En résumé, pour les deux cas de figure (monodisperse ou polydisperse) les résultats montrent que la température contrôle la dynamique de l'écoulement de gravité : plus les particules sont chaudes initialement, plus l'écoulement formé aura tendance à s'élever et incorporer de l'air, et moins il parcourra une grande distance. Les expériences avec l'ignimbrite montrent elles qu'une élutriation secondaire peut opérer une fois le nuage initial formé, amenant la formation d'un panache distinct de l'écoulement et composé de particules très fines.

VII. Interprétation et modélisation des expériences

Les expériences de cette partie ont montré que le comportement des particules en vibration ou transportées dans un écoulement dilué est complexe et dépendant de divers paramètres (tailles, turbulence de l'air, vitesse, température, forme du dispositif,…). Les nombreux résultats obtenus témoignent d'une évolution conjointe entre les paramètres des écoulements et ceux de la source. Afin d'éclaircir certaines caractéristiques physiques, certaines étapes majeures ont été modélisées. La modélisation des phénomènes physiques permet une meilleure compréhension des systèmes, mais aussi une meilleure interprétation des résultats. Afin de comprendre d'où proviennent les seuils de formation visibles dans toutes les expériences, la mise en suspension des particules a été modélisée dans un premier temps. Dans un second temps, l'influence de la température sur la dynamique des écoulements a été interprétée. Enfin dans un troisième temps, la dynamique des écoulements a été modélisée, permettant de relier vitesse et sédimentation.

7.1. Mise en suspension et seuil de fréquence

L'étape de mise en suspension des particules semblent être gouvernée par plusieurs mécanismes physiques, notamment l'interaction turbulente entre gaz et particules. Toutes les mesures et les lois empiriques dérivées respectent ces seuils de fréquence et de formation en dessous desquels aucun nuage ou écoulement ne se forme. Les expériences ont néanmoins mis en évidence que le seuil de fréquence était différent du seuil de formation des écoulements, et qu'il était nécessaire de dissocier le mécanisme de décollement des particules (formation de la zone expansée) de celui de mise en suspension (formation du nuage initial).

7.1.1. Seuil de fréquence

Intéressons-nous d'abord au seuil de fréquence. Théoriquement, le détachement des particules du lit granulaire lors de la descente apparaît à partir de $\Gamma > 1$ (Pak and Behringer, 1994 ; Pak et al., 1995 ; King et al., 2007 ; van der Meer et al., 2007). Cela correspondrait dans le cas de ces expériences à une fréquence de 3.5 Hz pour A = 2 cm et 5 Hz pour A = 1 cm. Mais cela ne correspond pas aux seuils de fréquence des expériences, autour de 5 Hz pour A = 2 cm et 8 Hz pour A = 1 cm. En calculant Γ en fonction de la fréquence pour les deux amplitudes, nous nous apercevons sur la figure 6.37 que pour les deux amplitudes, le seuil de formation du

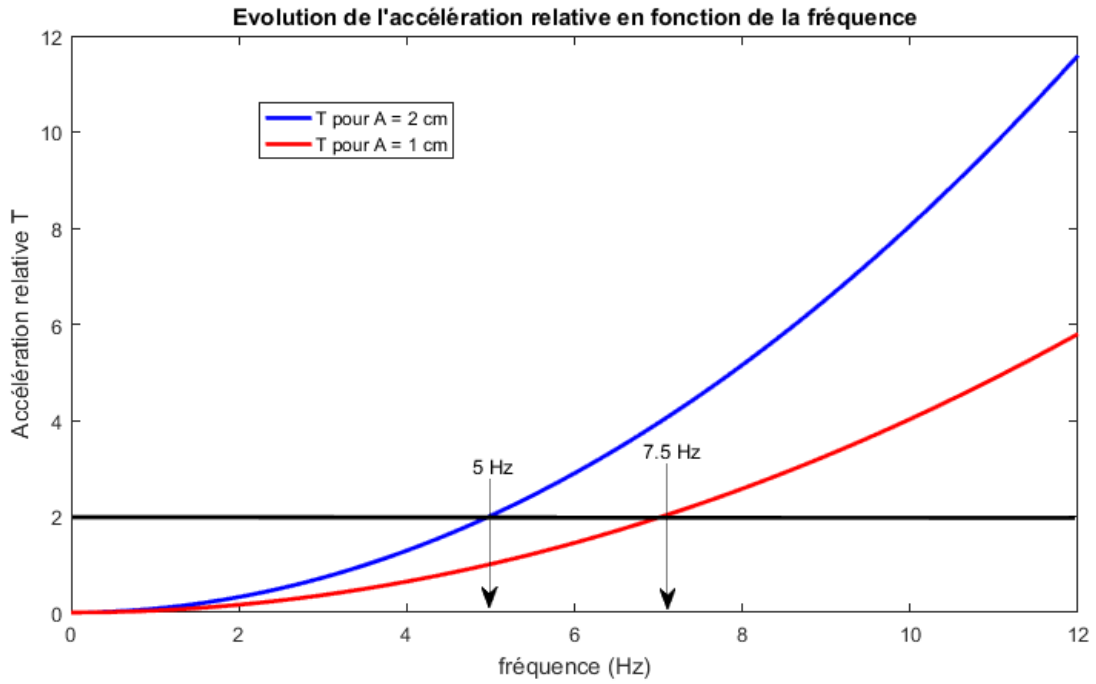


Figure 6.37 : Evolution de l'accélération relative en fonction de la fréquence pour les deux amplitudes : A = 2 cm (courbe bleue) et A = 1 cm (courbe orange). Les positions des seuils sont reportées pour chaque cas, et recoupent les courbes pour la même accélération (droite noire) Γ = 2.

nuage intervient pour la même accélération à $\Gamma = 2$. Cela témoigne que le seuil de fréquence est uniquement fonction de l'accélération du réservoir, confirmé expérimentalement par un seuil constant quel que soit les particules utilisées (Fig 6.33). Mais cela met aussi en évidence qu'un processus retient le détachement puisque le seuil théorique est à $\Gamma = 1$ et non à $\Gamma = 2$. Pour mieux comprendre à quoi correspondent ces seuils de fréquence, nous allons modéliser le système. Pour modéliser ce phénomène, nous pouvons raisonner avec une seule particule. Prenons un système simple constitué d'un plateau en oscillation harmonique de fréquence *f* et d'amplitude A, sur laquelle une bille repose. Il s'agit d'étudier le mouvement de la bille par rapport à la plaque, et déterminer à partir de quelle fréquence cette bille va se détacher de la

plaque. Les équations de la trajectoire balistique sont connues. Elles indiquent que l'altitude maximale atteinte par la bille est donnée par :

$$z_{max} = -\frac{1}{2} g t_{max}^2 + v_0 t_{max} \quad \text{avec} \quad t_{max} = v_0 / g \tag{23}$$

Dans notre système, la vitesse maximale de la plaque v_0 est donnée par celle du réservoir qui dépend de l'amplitude de vibration et de sa fréquence. La position de la plaque est donc modélisée par une oscillation verticale :

$$z = A.\sin(2\pi ft) \tag{24}$$

$$v = 2\pi Af \cos(2\pi ft) \quad donc \quad \max(v) = v_0 = 2\pi Af \tag{25}$$

Cette altitude z_{max} ne prend pas en compte les frottements de l'air et correspond donc à une valeur maximale. Tracée sur les graphiques figure 6.38 (courbes bleues et rouges), nous constatons que la bille dépasse 2 cm de détachement à la fréquence 5 Hz pour A = 2 cm et 1 cm de détachement à 7.5 Hz pour A = 1 cm. La bille dépasse l'amplitude de vibration du plateau aux mêmes fréquences que les seuils de fréquences expérimentaux. En considérant qu'à faible

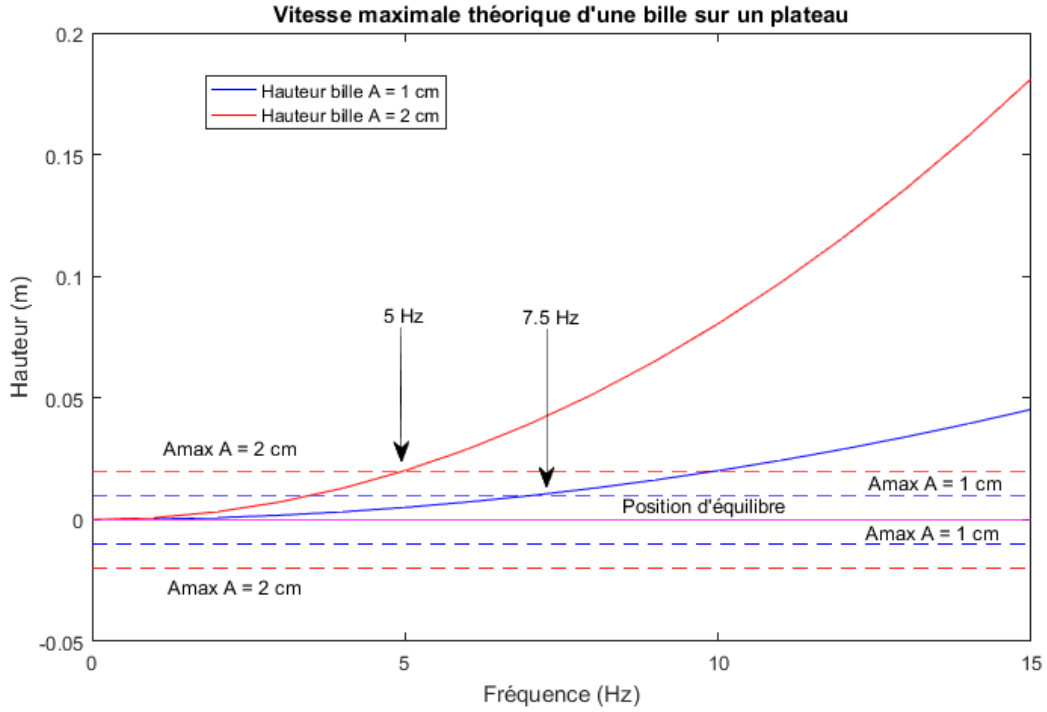


Figure 6.38 : Modélisation de la position du réservoir (amplitudes maximales positives et négatives en pointillées, position centrale de repos droite magenta). La modélisation de la position d'une bille dans ce réservoir en fonction de la fréquence de vibration est représentée par les courbes bleues et rouges pour l'amplitude 1 cm et 2 cm respectivement. Le croisement entre la position de la bille et les amplitudes maximales est marqué par les flèches et représente la position des seuils de fréquence théoriques.

fréquence les particules d'un lit granulaire se comportent comme des particules libres (King et al.,2007) cela signifie que dans notre système la zone expansée se forme à partir du moment où les billes sont projetées au-delà de l'amplitude de vibration. Dès lors, elles pourront rebondir et elles ne seront plus en phase avec les oscillations de la plaque. Ce modèle simple apporte donc une explication au fait qu'il n'y ait pas de formation d'une zone expansée pour les faibles fréquences, où les particules ne peuvent être projetées suffisamment haut pour ne plus être en phase avec le réservoir.

7.1.2. Seuil de formation des écoulements

Les seuils de formation des nuages dilués sont dépendants de la taille des particules en plus de l'accélération du système. Nous avons vu que plus la particule était large, plus la formation du nuage dilué était à une fréquence élevée. Dans ce cas, le seuil de formation est sensible aux interactions gaz-particules. En effet, les particules constitueront un nuage dilué uniquement si l'air est capable de les mettre en suspension. Nous avons vu dans le chapitre 2 que l'entrainement et le transport d'une particule dans un fluide turbulent est dépendant de nombreux paramètres dont la taille des particules. De manière simplifié, dans notre système dont le flux d'air est dans la même direction que celle de la sédimentation, la suspension a lieu si la vitesse du flux d'air est plus importante que la vitesse de chute de la particule, comme dans l'approche de Burgisser et Bergantz (2002) avec le nombre de Stabilité. Afin de comprendre comment les seuils de formation sont contrôlés, une comparaison entre la vitesse du flux d'air et la vitesse de sédimentation est alors réalisée. La vitesse de sédimentation est donnée par l'équation $w = \sqrt{\frac{4\left(\rho_p - \rho_f\right) g d}{3 C_d \rho_f}}$ avec $\rho_p = 2500\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$, $\rho_f = 1.2\ \mathrm{kg\,m^{-3}}$, d le diamètre des particules et $C_d = 1$ le coefficient de trainée des particule. Très grossièrement, la vitesse du flux d'air verticale est considérée comme équivalente à la vitesse du réservoir, calculée elle par l'équation (25). Cette vitesse est alors calculée en fonction de la fréquence sur la graphique 6.39 pour les deux amplitudes (droites rouges et bleues pour A = 1cm et A = 2 cm respectivement). Afin de comparer, les vitesses de sédimentation des billes sont ajoutées par des lignes noires. Le croisement entre vitesse de sédimentation et vitesse maximale du réservoir nous donne donc la fréquence à partir de laquelle la bille est susceptible d'être mise en suspension. Nous constatons alors que ces seuils sont relativement proches des seuils de formations pour A = 2 cm (flèches vertes) : 6.4 Hz contre 6 Hz expérimentalement pour les 35 µm ; 10 Hz contre 9 Hz expérimentalement pour les 80 µm ; et plus de 27 Hz pour les billes de 500 µm au-delà de la

gamme de fréquence des expériences. L'approche semble donc cohérente, les caractéristiques de la particule, son diamètre en l'occurrence ici, semblent gouverner la formation du nuage dilué. En revanche, l'approche montre ses limites pour l'amplitude 1 cm où les seuils calculés sont supérieurs aux seuils de formation expérimentaux. L'approche ne permet pas de reproduire parfaitement les mesures, mais permet de les expliquer au premier ordre.

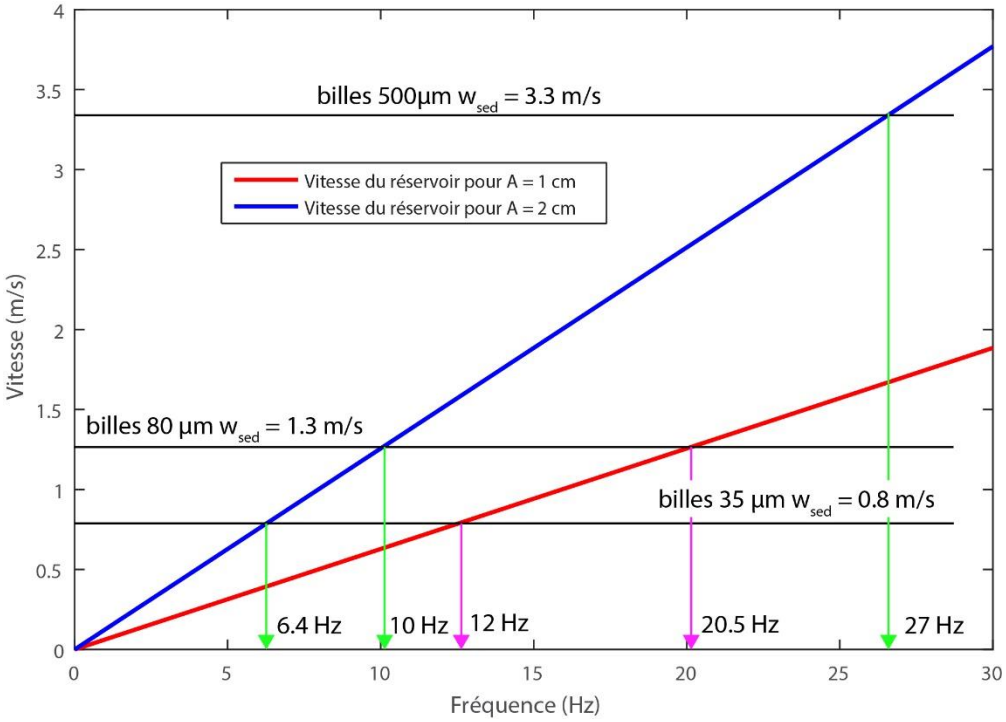


Figure 6.39 : Comparaison entre les vitesses maximales du réservoir en fonction de la fréquence pour A = 2 cm (droite bleue) et A = 1 cm (droite rouge) avec la vitesse de sédimentation de billes de verre de 35, 80, et 500 µm. Le croisement être les deux vitesses donne un seuil de formation théorique, dont la fréquence correspondante est reportée par les flèches vertes pour A = 2 cm et par les flèches mauves pour A = 1 cm.

Pour résumé, cette approche très simple permet de mieux interpréter comment les particules sont mises en suspension dans ce mécanisme, et expliquer le décalage entre le seuil de fréquence (décollement) et le seuil de formation (écoulement). Cette approche montre alors que le décollement des particules n'est sensible qu'à l'énergie du système (accélération) alors que la formation des écoulements est quant à elle en plus fonction des caractéristiques des particules, notamment leur taille.

7.2. Interprétation de l'influence de la température

La température joue un rôle important sur la formation et l'évolution de ces écoulements dilués. La dynamique de l'écoulement et/ou du panache semble être gouvernée par la différence de densité entre le mélange dilué et l'air ambiant, induit par les variations de température. Le nombre de Richardson décrit ce comportement. Ce nombre varie tout au long de l'écoulement

et il est important de comprendre son influence sur la dynamique. Bursik et Woods (1996) proposent l'expression suivante :

$$Ri = \frac{g\left(\rho_f - \rho_a\right)h}{\rho_f v^2} \tag{26}$$

avec ρ_f la masse volumique de l'écoulement, ρ_a la masse volumique de l'atmosphère, v la vitesse de l'écoulement, h son épaisseur et g l'accélération de la pesanteur. Bursik et Woods (1996) proposent alors une interprétation basée sur une modélisation mathématique des régimes sub et supercritique : (i) lorsque Ri > 1 cela signifie que l'écoulement est en régime subcritique, il parcourt une longue distance, ne se mélange pas/peu avec l'air ambiant et reste stratifié. (ii) lorsque Ri < 1, l'écoulement est en régime supercritique et incorpore beaucoup d'air en se déplaçant à cause de la forte turbulence. La densité de l'écoulement diminue rapidement par l'augmentation du volume, contribuant donc à diminuer de surcroît le nombre de Richardson. L'écoulement s'élève rapidement à cause de sa forte flottabilité, se mélange avec l'air ambiant, et la distance de parcourt est alors réduite. Suivant cette approche, les nombres de Richardson des 4 expériences avec l'ignimbrite ont été déterminés à partir de mesures effectuées sur les vidéos, mais aussi par caméra thermique, et dont les valeurs sont rassemblées sur dans le tableau 6.2. La température joue sur la densité de l'écoulement, plus précisément la masse volumique de l'air mélangée. La masse volumique de l'écoulement ρ_f est calculée à partir de l'équation de mélange $\rho_f = C_v \rho_p + \left(1 - C_v\right) \rho_g$ avec ρ_p =800 kg m^{-3} la masse volumique moyenne des particules (Druitt et al., 2004). C'est la masse volumique de l'air ingéré dans l'écoulement ρ_g qui sera sensible à la variation de température, passant de 1.2 kg m^{-3} à 0.9 kg m^{-3} à 350°C. La concentration volumique n'étant pas connue pour les écoulements utilisant des particules d'ignimbrite, elle est approchée en utilisant la concentration moyenne obtenue par atténuation lumineuse pour les écoulements dilués à 35 µm, soit environ 0.1%. Les températures données dans le tableau 6.2 sont celles du nuage initial, estimées pour t = 1 s environ par analyse des vidéos enregistrées par la caméra thermique. Les valeurs sont relativement basses comparées aux températures auxquelles le lit granulaire est chauffé, montrant un important mélange avec l'air.

Tableau 6.2 : Paramètres mesurés dans les 4 expériences à f = 7 Hz et A = 2 cm, utilisés dans le calcul du nombre de Richardson.

	Symboles	**100°C**	**150°C**	**200°C**	**350°C**
Masse volumique de l'air (kg m^{-3})	ρ_a	1.2	1.2	1.2	1.2
Masse volumique écoulement (kg m^{-3})	ρ_f	1.34	1.23	1.2	1.1
Vitesse de l'écoulement (m s^{-1})	v	0.5	0.4	0.4	0
Température de l'écoulement (°C)	T	35	50	90	200
Gravité (m s^{-2})	g	9.81	9.81	9.81	9.81
Epaisseur de l'écoulement (m)	h	0.4	0.5	0.5	1
Nombre de Richardon	**Ri**	**2**	**0.75**	**0**	**-1.33**

Le calcul du nombre de Richardson suivant l'approche de Bursik et Woods (1996) permet alors d'expliquer les observations de la figure 6.34 et 6.35 : (i) pour les écoulements froids (expériences 1), Ri = 2 l'écoulement est subcritique, très stratifié car plus dense que l'air ambiant, sa flottabilité est faible et il ne se mélange pas et parcourt donc une longue distance. Aucun flux d'air ne se forme au-dessus du réservoir, il n'y a donc pas d'élutriation, et donc pas de formation d'un panache. (ii) Lorsque que la température augmente, la densité de l'écoulement diminue (expériences 2 et 3 et probablement a et b). Cette fois-ci, Ri < 1, l'écoulement est donc en régime supercritique. Très instable à cause du faible écart de densité, il s'élève et se mélange très rapidement avec l'air ambiant et sa distance de parcours diminue. (iii) Dans le cas extrême de l'expérience 4, la température de l'air est suffisamment importante pour que la densité du nuage dilué soit inférieure à celui de l'air ambiant. Dans ce cas Ri < 0, l'écoulement ne peut pas se former car le contraste de densité est trop fort et toutes les particules sont transportées dans le panache. Cela nous montre l'influence de la température sur la distance de parcours d'un écoulement dilué : plus il est chaud, plus il va se mélanger et s'élever rapidement et donc moins sa distance de parcours sera grande. Cependant à l'inverse plus il est froid et moins il va se mélanger avec l'atmosphère et donc plus il va parcourir de distance.

Ces résultats sont totalement en accord avec les résultats des expériences d'Andrews (2014). Dans ces travaux, l'auteur montre que les écoulements chauds auront tendance à incorporer de l'air pas seulement au front mais surtout latéralement. L'écoulement chaud a alors tendance à se mélanger très vite avec l'atmosphère, donnant un écoulement qui s'étale peu latéralement et dont la distance de parcours est réduite par rapport à un écoulement froid. Le

mécanisme de vibration est donc capable de générer des écoulements dilués réalistes et d'assurer un transfert thermique efficace entre le lit granulaire chauffé et l'écoulement. Les implications pour les écoulements pyroclastiques sont donc très intéressantes et seront traitées dans la partie suivante.

7.3. Dynamique des écoulements

7.3.1. Vitesse du front

La figure 6.13 schématise la forme générale des écoulements, visible aussi sur les figures 6.19 et 6.20. La dynamique semble suivre celle des courants de densité décrite dans le chapitre 2 : le nuage initial, poussé par la pression hydrostatique exercée par sa masse, se glisse entre l'air moins dense et la base du dispositif par différence de densité. Une tête se développe, plus épaisse que le corps. Derrière, les turbulences dues aux cisaillements avec l'air ambiant génèrent des instabilités de Kelvin-Helmoltz à la surface de l'écoulement (Fig. 6.13, Allen, 1971 ; Britter & Simpson 1978 ; Kneller & Buckee, 2000). Pour modéliser cette dynamique, il est possible d'étudier les rapports d'énergies. En effet, comme nous avons vu au chapitre 2, les écoulements de gravité sont caractérisés par un rapport constant au niveau de la tête entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle, représenté par le nombre de Froude :

$$Fr = \frac{v_{ec}}{\sqrt{g' h_c}} \tag{27}$$

$$\text{Avec} \quad g' = g \frac{\rho_{mix} - \rho_f}{\rho_f} \tag{28}$$

Ce rapport est théoriquement égal à $\sqrt{2}$, mais souvent égal à 1.2 pour les études expérimentales (Benjamin, 1968 ; Allen, 1971 ; Huppert & Simpson, 1980, Dade & Huppert 1995b). Nous pouvons donc écrire :

$$v_c = \sqrt{2 g' h_c} = v_{Fr} \tag{29}$$

Afin de vérifier la cohérence entre les expériences de cette étude et la théorie des écoulements de gravité, la vitesse v_{Fr} déduite de cette relation du nombre de Froude a été calculée et comparée à la vitesse moyenne des écoulements expérimentaux. La gravité réduite (équation (28)) est calculée à partir des mesures des expériences de la section III (densité déduite des concentrations volumiques). Représentée sur le graphique suivant (figure 6.40,

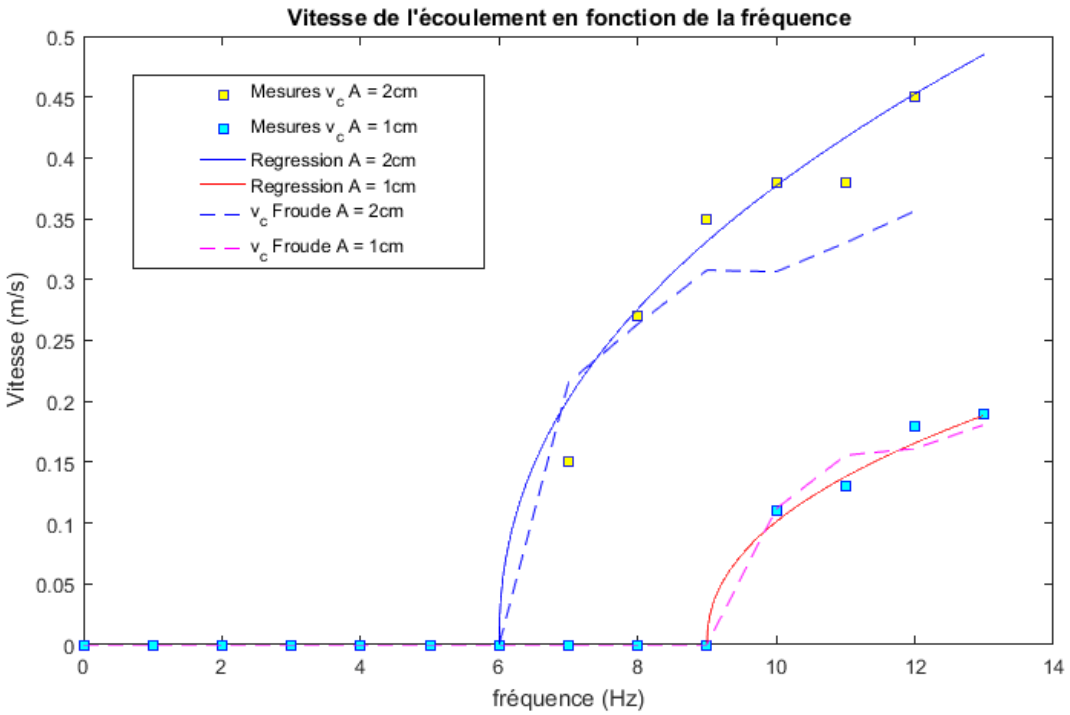


Figure 6.40 : Evolution de la vitesse du front à 50 cm de la source en fonction de la fréquence, et pour les deux amplitudes. Les points représentent les mesures réalisées lors des expériences. Les lignes continues bleues et rouges correspondent à la loi empirique équation (16) reproduisant l'évolution de la vitesse du front. Les lignes pointillées rouges et bleues représentent la vitesse théorique déduite du nombre de Froude (équation (29)).

courbes pointillées bleues et rouges), la vitesse déduite du nombre de Froude v_{Fr} (Eq. 29) pour 2 et 1 cm d'amplitude donne des résultats très proches des mesures et de la loi empirique (Eq. 16). Les résultats s'inscrivent dans la continuité de nombreuses études sur la dynamique des écoulements de gravité tels que Huppert and Simpson (1980), Woods et Bursik (1994), Bursik et Woods (1996) ou Huppert (2006), réalisés eux en milieu aqueux. La dynamique des écoulements expérimentaux de cette étude est donc cohérente avec la théorie des écoulements de gravité.

7.3.2. Dynamique de sédimentation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'évolution de la masse surfacique déposée par un écoulement de gravité en fonction de la distance peut être décrite théoriquement par la loi de Hazen (Hazen, 1904 ; Sparks et al. 1991; Woods & Bursik, 1994 ; Bursik & Woods, 1996). Elle est de la forme:

$$\frac{dM}{dx} = -\frac{M\,w}{h_c\,v_c} \qquad (30)$$

avec M la masse par unité de surface, h_c la hauteur de l'écoulement, v_c sa vitesse, x la distance et w la vitesse de sédimentation. A partir de cette équation, il alors possible de modéliser la

dynamique de sédimentation des expériences. Pour cela, un modèle numérique 1D dérivant de la loi de Hazen a été développé afin de simuler la sédimentation d'un écoulement de gravité (analogue au « box model » de Dade et Huppert, 1995a), et dont les résultats seront comparés à ceux des expériences (uniquement l'expérience f = 12 Hz et A = 2 cm). Dans ce modèle, à chaque incrément de distance dx, la variation de masse surfacique locale est égale à la perte de masse par sédimentation selon une équation de conservation de la densité selon x (Eq. 31). A chaque nouvel incrément, la masse surfacique $\rho_s h_c$ est calculée, puis en considérant h_c comme constante, la nouvelle densité de l'écoulement ρ_s est déduite. Deux cas ont alors été étudiés : (i) soit la vitesse de l'écoulement v_c est considérée constante comme dans la loi de Hazen avec pour valeur la vitesse moyenne mesurée dans l'expérience (voir Tab. 6.3), (ii) soit elle est calculée en utilisant la relation du nombre de Froude v_{Fr} (Equ. 29). Dans ce dernier cas, la vitesse diminue au court du temps car elle est fonction de la densité de l'écoulement (la gravité réduite g'), qui elle-même diminue progressivement à cause de la sédimentation. Le système d'équation s'écrit donc :

$$\frac{d\rho_s h_c}{dx} v_c = -\rho_p C_v w \tag{31}$$

$$\begin{cases} v_c = v_{Fr} = \sqrt{2 g' H_{ec}} \\ v_c = cst \end{cases}$$

La simulation se déroule dans un domaine unidirectionnel, où ρ_s et h_c sont fixées sur la première colonne de pixels à 1.6 kg m^{-3} et 0.15 m respectivement. Le reste des paramètres sont tirées des résultats de l'expérience f = 12 Hz et A = 2 cm, résumées dans le tableau 6.3. Les simulations sont alors lancées et quatre paramètres sont sélectionnés afin d'observer leur évolution au court du temps. Il s'agit de la masse surfacique sédimentée, de la densité de l'écoulement, de sa vitesse et de la position de son front. Les résultats des deux cas sont présentés sur la figure 6.41, ainsi que les résultats de l'expérience f = 12 Hz et A = 2 cm pour la masse surfacique (graphique a.).

Tableau 6.3 : Paramètres mesurés dans l'expérience à f = 12 Hz et A = 2 cm et utilisés dans le modèle de sédimentation.

Paramètres de l'expérience à f = 12 Hz et A = 2 cm		
	Symboles	**Valeurs**
Masse volumique de l'air	ρ_a	1.2 kg m^{-3}
Masse volumique des particules	ρ_p	2500 kg m^{-3}
Masse volumique du courant	ρ_s	1.6 kg m^{-3} initialement, 1.2 kg m^{-3} à la fin
Masse totale sédimentée	m_T	30 g
Vitesse de l'écoulement	v_c	0.5 m s^{-1}
Vitesse de sédimentation	w	0.5-1 m s^{-1}
Epaisseur de l'écoulement	h_c	0.15 m
Largeur du chenal	L	0.48 m
Diamètre des particules	d	35 µm
Gravité	g	9.81 m s^{-2}
Temps	t	8 s
Position	x	0 à 1.1 m

L'allure générale de la masse déposée dans le cas à vitesse variable (graphique a.) ne respecte pas celle observée dans l'expérience, en sachant que la masse totale est toujours la même, environ 30 g. Les dépôts ont une forme concave par rapport à l'origine, contrairement à la forme convexe pour ceux de l'expérience. Pour le cas à vitesse constante, l'allure de la masse déposée en fonction de la distance est cette fois-ci proche des résultats de l'expérience, avec la même décroissance exponentielle, même si dans le détail les courbes ne se superposent pas totalement. Il faut alors étudier les autres paramètres afin d'expliquer les différences entre les deux cas. Si les densités de l'écoulement varies peu (graphique b.) on constate que dans le cas à vitesse variable, la vitesse de l'écoulement est surestimée sur les 25 premiers centimètres, et presque doublée au départ, comparée au cas à vitesse constante (environ 0.5 m/s, graphique c.). L'écoulement a moins de temps pour sédimenter puisqu'il est rapidement transporté, et forme donc un dépôt moins épais au début. Mais comme la densité de l'écoulement diminue rapidement, la vitesse suit la même évolution et diminue elle aussi rapidement (graphique c.), si bien qu'au-delà de 25 cm elle devient inférieure à la vitesse expérimentale, et chute à 0 au bout de 40 cm seulement. L'écoulement a cette fois-ci plus de temps pour sédimenter et forme donc un dépôt compact, moins étalé que pour le cas à vitesse constante. La distance de parcours est, par conséquent, elle aussi réduite. Ces différences de dynamique expliquent donc pourquoi

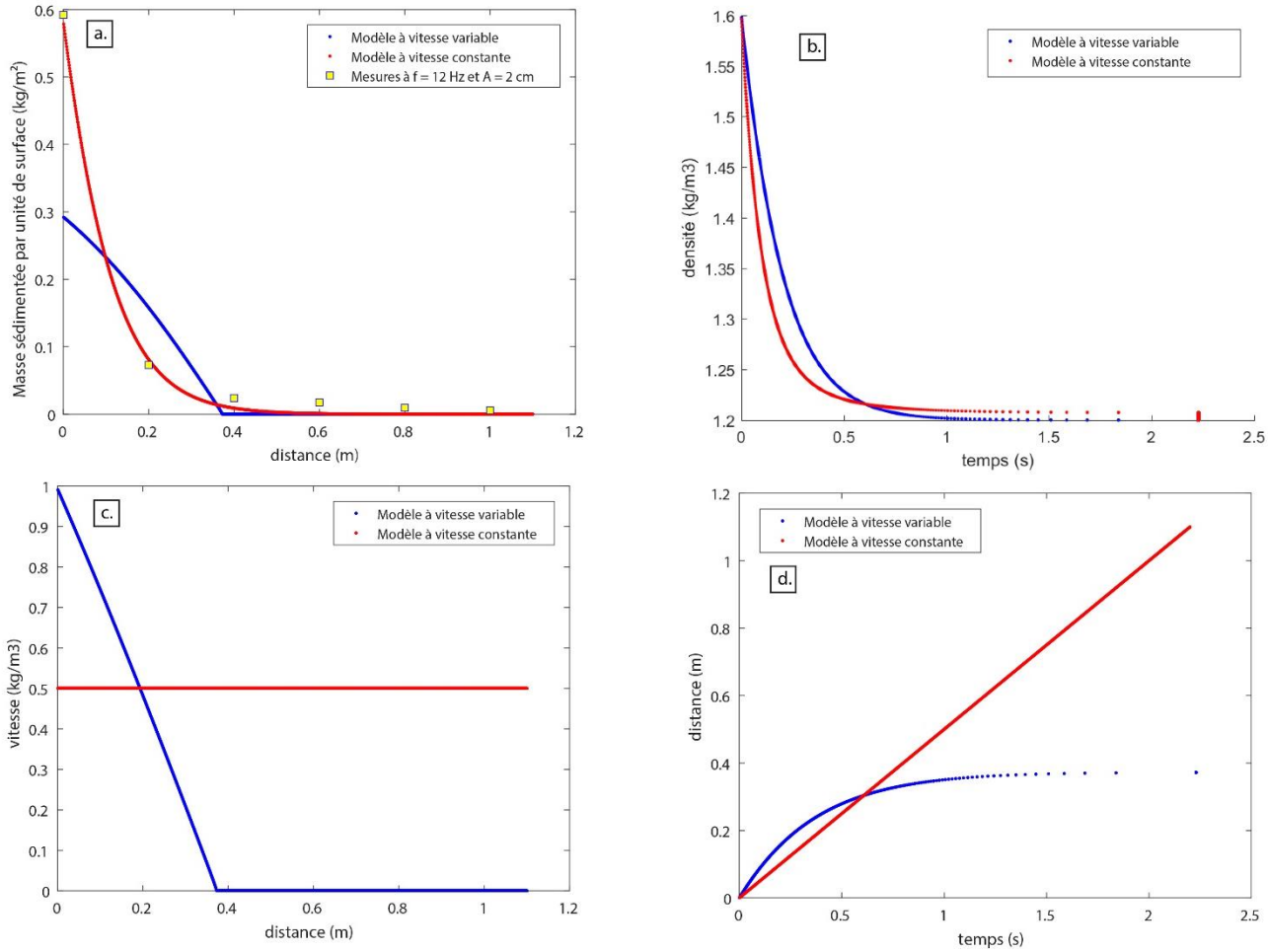


Figure 6.41 : Résultats du modèle de sédimentation d'un écoulement dilué à vitesse variable (courbes bleues), comparés à un écoulement à vitesse constante (courbes rouges). Le graphique a. montre l'évolution de la masse surfacique en fonction de la distance, et les résultats de l'expérience pour f = 12 Hz et A = 2 cm y sont rajoutés pour comparer. Le graphique b. montre l'évolution de la masse volumique du mélange en fonction du temps, le graphique c. montre lui l'évolution de la vitesse du front en fonction de la distance et enfin le graphique d. représente la position du front en fonction du temps.

les dépôts obtenus dans les deux cas n'ont pas la même allure. Il semblerait donc que la loi de Hazen soit la plus adaptée pour décrire la dynamique des écoulements dilués de ces expériences. Cela montre aussi que considérer la vitesse de la tête de l'écoulement comme constante semble être une hypothèse réaliste.

En conclusion, la loi de Hazen considérant une vitesse constante permet de décrire au premier ordre la sédimentation dans les expériences. Un paramètre identifié précédemment pouvant jouer sur ce processus de sédimentation n'est pas pris en compte dans ces modèles théoriques : il s'agit de l'ingestion d'air dans l'écoulement. Les turbulences générées par le cisaillement entre fluide environnant et l'écoulement, notamment les instabilités de Kelvin-Helmoltz, permettent une incorporation importante d'air dans l'écoulement, maintenant alors plus longtemps en suspension les particules. Ces processus pourraient expliquer en partie les petites disparités observées entre les dépôts des expériences et les résultats de la simulation.

7.4. Bilan

En résumé, la modélisation de certains processus clés des expériences ont permis de mieux interpréter les résultats. La granulométrie joue un rôle très important puisque d'après les modélisations la formation du nuage notamment semble être dépendante de la taille des particules, plus elles sont grandes, et plus l'énergie de vibration doit être grande pour générer un écoulement dilué. Enfin la température semble avoir un effet important sur le transport des particules, une fois mises en suspension dans le nuage initial. Les résultats des expériences montrent que la température modifie la flottabilité d'un écoulement en abaissant sa densité. En conséquence, le nuage initial formé par vibration évolue en un écoulement ou en un panache suivant sa température. La transition est nette avec les billes de verre et plus continue avec l'ignimbrite mais s'effectue dans les deux cas aux alentours de 150°C. Enfin, la modélisation de la dynamique des écoulements expérimentaux a montré qu'ils respectaient la théorie de la dynamique d'un écoulement de gravité (nombre de froude constant et loi de Hazen) et que la vitesse du front de l'écoulement peut être considérée constante au court de l'expérience.

Résumé : Connaissant les paramètres sources des vibrations, les différentes lois déduites des expériences avec les billes de verre de 35 µm permettent donc de calculer :

Hauteur d'un écoulement : $H_c = k_3 A(f - f_0)^{0.56}$

Vitesse du front de l'écoulement : $v_c = k_4 A(f - f_0)^{0.45}$

Concentration de l'écoulement : $C_v = k_2 \left(A(f - f_0)\right)^{0.23}$

Flux de masse produit : $F_p(f, A) = K \rho_p \frac{L}{S} A^{2.23} (f - f_0)^{1.24}$

Partie C : Implications pour la formation des déferlantes pyroclastiques

I. Contraintes sur la dynamique des déferlantes par le mécanisme d'entrainement turbulent

1.1. Conditions expérimentales et dimensionnement

Inspiré du modèle théorique de Denlinger (1987) pour la formation de déferlantes, les expériences de cette thèse ont permis de reproduire les conditions nécessaires à la formation d'une déferlante par un mécanisme d'entrainement turbulent notamment la zone de saltation. Les résultats des expériences ont montré une forte analogie avec le processus de formation des tempêtes de sable. Si les conditions de formation de ces tempêtes sont proches des conditions dans lesquelles une déferlantes se forme, elles sont loin d'être identiques notamment au niveau de la taille des particules, des conditions thermiques ou bien de la topographie. Dans les expériences, nous avons vu que le nuage dilué n'évolue pas en un écoulement de gravité mais simplement en un panache car le réservoir a des dimensions trop faibles pour maintenir une alimentation sur une longue zone. L'apport de ce modèle expérimental pour les écoulements pyroclastiques restent donc localisés au niveau de la zone d'entraiment. Il montre cependant qu'il est très probable que s'il y a cisaillement horizontal entre des particules volcaniques et de l'air pour les vitesses moyennes enregistrées dans les écoulements pyroclastiques, il y aura entrainement de ces particules par turbulence.

1.2. Extrapolation vers le système naturel

Nous pouvons constater, en premier lieu, que la forme de la loi reliant le flux de masse à la vitesse de l'écoulement basal est proche de celle utilisée dans le modèle numérique. Dans les deux cas, le flux est dépendant de la vitesse de l'écoulement dense, pondéré d'une constante de proportionnalité du même ordre de grandeur. Relativement réaliste pour la reproduction de l'éruption du Merapi en 2010 (Kelfoun et al., 2017, en Annexe), cette loi prouve de nouveau son réalisme pour l'étude numérique (chapitre 5) sur les écoulements denses secondaires. Obtenir le même flux de masse expérimentalement démontre donc que cette loi empirique peut être expliquée par un mécanisme d'entrainement turbulent, et que la formation d'une déferlante

peut être générée pour l'entrainement turbulent des particules dû au cisaillement entre l'écoulement dense et l'air.

Si le mécanisme d'entrainement turbulent semble cohérent, Denlinger (1987) le montre théoriquement aussi, l'extrapolation vers le système naturel reste néanmoins délicate. Il se pose la question de la position dans l'écoulement pyroclastique où a lieu le cisaillement entre l'écoulement dense et l'air ambiant. Il ne peut se faire que lorsque la partie dense se retrouve à nue et exposée au contact de l'air ambiant. Ces situations peuvent se produire lors de l'effondrement d'un dôme de lave, dans les premiers instants où le dôme se fragmente et se transforme en une avalanche de blocs. La zone de contact avec l'air ambiant est suffisamment large pour que ce mécanisme puisse avoir lieu. Mais cette situation localisée ne perdure que peu de temps avant que la déferlante ne recouvre toute cette partie dense. Dans ce cas, le cisaillement avec l'air ambiant ne peut avoir lieu, et ce mécanisme ne peut pas générer une déferlante très longtemps. L'autre position susceptible de favoriser la formation de la déferlante par ce mécanisme est le front de l'écoulement pyroclastique, où le cisaillement a plus de chance de se produire car l'écoulement entre en contact avec l'atmosphère. C'est d'ailleurs en ce point que Denlinger (1987) introduit sa théorie. Mais la zone de cisaillement écoulement dense/atmosphère à une dimension assez restreinte, il est rare de pouvoir apercevoir cette partie dense à l'air libre car elle est en générale totalement recouverte par la déferlante. Kelfoun et al. (2017) montrent même que la déferlante du 5 novembre 2010 au Merapi peut être plus rapide que l'écoulement dense. Dans ce cas aucun cisaillement turbulent ne peut se produire à la surface de la partie dense car la déferlante se déplace à la même vitesse, voire plus vite. Il semble donc difficile de générer une déferlante de cette manière tout au long de la mise en place d'un écoulement pyroclastique.

Le processus d'entrainement turbulent est un mécanisme intéressant pour expliquer la formation des déferlantes pyroclastiques. Il est capable d'entrainer une quantité non négligeable de matériau en turbulence lorsque les conditions le permettent, notamment au début de la formation ainsi que localement au front. Le mécanisme de formation des tempêtes de sable, qui semble être analogue d'après les expériences de cette thèse, est très efficace lui aussi pour entrainer une grande quantité de particule en suspension. Les analogies avec la loi empirique utilisée dans le modèle numérique semblent donc être à modérer au vu de la complexité de récréer une zone de cisaillement entre écoulement dense et l'air ambiant.

II. Contraintes sur la dynamique des déferlantes par le mécanisme d'incorporation d'air par vibration

2.1. Loi d'échelle et modèle physique

Les expériences présentées dans cette thèse sont dynamiquement dimensionnées comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Elles respectent donc les rapports de forces et d'énergies que l'on peut calculer dans les écoulements pyroclastiques, témoignant que les processus étudiés et mis en évidence dans les expériences sont analogues à ceux qui se produisent lors de la mise en place d'un écoulement pyroclastique réel. Grâce aux résultats de ces expériences, de nombreuses contraintes peuvent être apportées à la dynamique d'une déferlante, corroborant parfois avec d'autres études expérimentales sur le sujet ou des observations de terrain, comme nous le verrons par la suite.

Le modèle physique mis en évidence dans les expériences est donc lié à la vibration du lit granulaire dense. Par analogie, la vibration du lit granulaire peut être équivalente au déplacement de l'écoulement dense sur une topographie rugueuse ou très chaotique. En effet, lorsque l'écoulement dense rencontre un obstacle il est comprimé et éjecte le gaz interne, et lorsqu'il passe l'obstacle il se dilate est incorpore de l'air. Dans ce cas la vibration à une fréquence f et une amplitude A correspond à la fréquence de rencontre d'un écoulement dense avec un obstacle d'épaisseur donné (rugosité moyenne r). Cette fréquence n'est autre que la vitesse de l'écoulement divisée par la distance entre deux obstacles soit $f = \frac{u}{\lambda}$ avec λ la distance moyenne entre les obstacles (équivalent à une longueur d'onde) représentée sur la figure 6.42, et u la vitesse de l'écoulement dense. La formation de la déferlante pourrait donc se résumer à une succession de compressions et dilatations induites par le passage de l'écoulement dense sur un obstacle. Lors de la phase de dilatation il y a ingestion d'air, et lors de la phase de compaction il y a éjection de l'air qui, par élutriation, transporte une partie des particules pour constituer une déferlante.

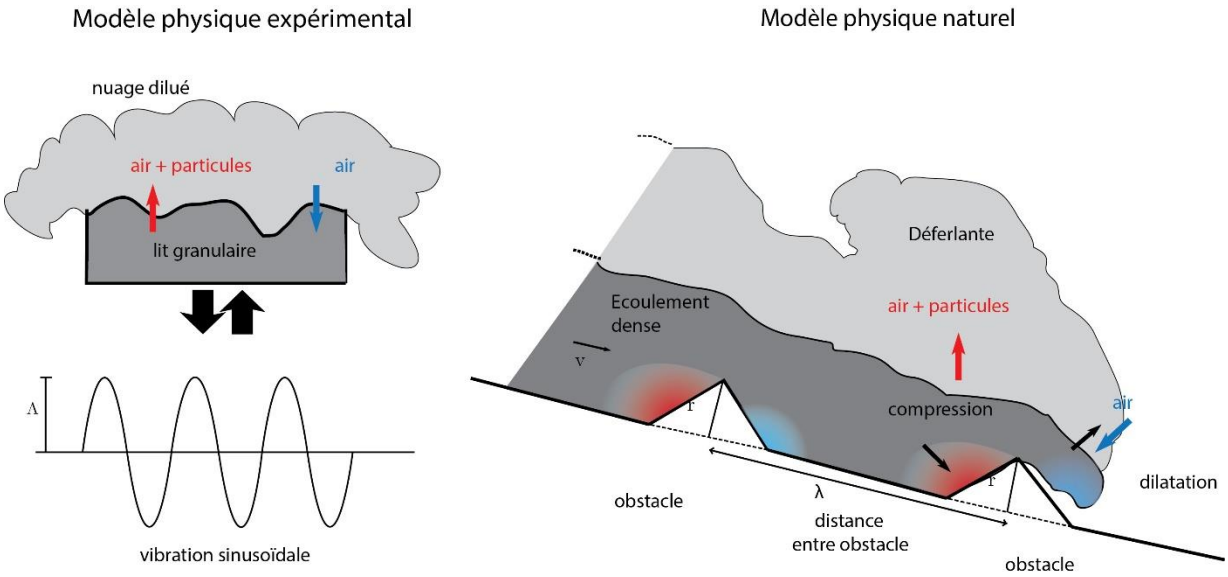


Figure 6.42 : Schéma du modèle physique mis en évidence dans les expériences et de son extrapolation vers les écoulements pyroclastiques réels.

Le constat majeur que nous pouvons faire est donc que d'après ce mécanisme, la formation de la déferlante sera étroitement liée à la vitesse de cet écoulement dense ainsi qu'à la topographie elle-même. Plus la topographie sera rugueuse ou chaotique plus elle favorisera la formation de déferlante, et à l'inverse plus elle est lisse et moins la formation de déferlante sera importante. Cette dépendance à la topographie est en accord avec de nombreuses observations sur les variations de production de déferlantes lors de différentes modifications brutales de la topographie : pour de violentes ruptures de pentes (Nairn and Self, 1978 ; Ogburn et al., 2014 ; Kelfoun 2017), des virages importants (Abdurachman et al., 2000 ; Komorowski et al., 2013 ; Ogburn et al., 2014), ou encore lors de modification de la largeur de la vallée (Lube et al., 2011 ; Ogburn et al. 2014). Ces variations topographiques importantes entrainent des variations de vitesse de l'écoulement dense et une augmentation brutale de production de déferlante souvent manifestée par le détachement de celle-ci de son écoulement dense parent, comme nous avons vu chapitre 1. Tous ces résultats corroborent avec les résultats expérimentaux d'une dépendance de la production de déferlante à la vitesse de l'écoulement dense et à la topographie, observée aussi pour les phénomènes d'avulsions et de débordement de l'écoulement dense (Charbonnier et Gertisser, 2008, 2011). Cela montrent qu'un écoulement dense de même volume ne produira pas nécessairement les mêmes déferlantes dans deux vallées différentes.

2.2. Seuil de formation

Le seuil de formation est une caractéristique importante que les expériences ont mises en évidence. Il est nécessaire d'apporter suffisamment d'énergie au système, dépasser un seuil, pour qu'il y ait formation d'un écoulement dilué. Les résultats des expériences montrent que ce seuil est une fréquence critique, qui est fonction de l'énergie de vibration ainsi que de la taille des particules utilisées. Si, comme d'après le modèle physique, la vitesse de l'écoulement est proportionnelle à la fréquence de vibration, le seuil sera alors une vitesse critique de l'écoulement dense nécessaire pour qu'il y ait formation d'une déferlante. Cela signifie donc que, puisque la vitesse de l'écoulement diminue avec la distance, la formation de la déferlante va s'arrêter lorsque la vitesse de l'écoulement passera en dessous de la vitesse seuil. Par conséquent, la formation des déferlantes sera plus importante au point de départ où les pentes sont fortes, que en bas de la vallée là où les pentes sont faibles. Les dépôts d'écoulements pyroclastiques montrent régulièrement ces caractéristiques. De nombreux exemples existent : Merapi 1994, novembre 2010 (Abdurachman et al. 2000 ; Komorowski et al., 2013), Montserrat 25 juin et 26 décembre 1997 (Loughlin et al. 2002b., Druitt et al. 2002) ou bien Fuego del Colima 2015 (Macorps et al., 2017). Ogburn et al. (2014) quantifient ce phénomène à Monsterrat en mesurant la surface de déferlante détachée pour 12 éruptions différentes et y identifient 3 régimes : (i) régime d'expansion rapide près du sommet, (ii) régime d'expansion modérée à mi pente, (iii) le régime distal peu développé. L'idée d'un seuil de formation semble alors cohérent avec les observations de terrains, et permet même d'apporter une explication à ces différences de répartition des déferlantes entre le début et la fin de l'écoulement pyroclastique.

2.3. Morphologie des déferlante et nuage co-ignimbritique

D'après les expériences, concordantes avec les travaux de Andrews (2014) et Andrew & Manga (2012), la température influe sur le mélange de la déferlante avec l'air, et par conséquent sur sa distance de parcours. Andrews and Manga (2012) et Andrews (2014) montrent que le lift-off, et plus globalement l'ingestion d'air, contrôlent la morphologie de la déferlante. Andrews and Manga (2012) montrent que le lift-off influence la distance de parcours, plus le lift-off est rapide, moins la distance parcourue est grande. Ce sont les mêmes conclusions qui ont été faîtes pour les expériences de cette thèse. De plus, Andrews (2014) montre qu'un écoulement dilué chaud aura plus tendance à se mélanger avec l'air latéralement et sera orienté selon un axe préférentiel alors qu'un écoulement dilué froid aura moins tendance

à ingérer de l'air, resta plus stratifié et s'étalera de façon radial. Transposé à un écoulement pyroclastique réel, ces résultats témoignent que la température de la lave générant l'écoulement pyroclastique influencera probablement la morphologie des déferlantes. Prenons l'exemple d'un dôme de lave : (i) si le dôme est relativement froid comparé à un magma frais, il génèrera un écoulement dense modérément chaud qui lui-même donnera une déferlante assez dense qui aura tendance à peu se mélanger avec l'atmosphère car le contraste de densité sera fort, et parcourra une longue distance. (ii) si le dôme est relativement chaud alors l'écoulement dense génèrera une déferlante relativement chaude qui entrainera plus d'air ambiant car le contraste de densité est plus faible, parcourra une distance plus courte, et qui sera plutôt orienté selon un axe dû à l'entrainement latéral. Ce qui va dans le sens des travaux de Busik et Woods (1996) pour les écoulements subcritiques et supercritiques. Dès lors des caractéristiques morphologiques peuvent être discutées : les dépôts des grands écoulements pyroclastiques comme les HARI (c.f. chapitre 1) ont un étalement radial très important comme l'éruption de Taupo (18 ka) en Nouvelle-Zélande (Wilson, 1985 ; Dade and Huppert, 1996) ou d'El Chichon (Scolamacchia and Maria, 2005). Les écoulements générés par l'effondrement d'un dôme de lave sont eux souvent caractérisés par des déferlantes localisées, avec un étalement latéral restreint mais qui sont relativement puissantes comme la Montagne Pelée (Lacroix 1904), l'Unzen en 1991 (Yamamoto et al., 1992), Montserrat 1997 avec cette étude (Loughlin et al. 2002b ; Druitt et al., 2002 ; Ogburn et al., 2014) ou encore le Merapi en 2010 (Komorowski et al., 2013 ; Kelfoun et al., 2017). Cela suggère d'une part que les mécanismes de formation ne sont probablement pas les mêmes, et que d'une autre part l'effet de la température des écoulements peu expliquer ces disparités. Or les différences de températures des laves entre un dôme et le magma différencié dans un conduit volcanique sont trop faibles (entre 700°C et 900°C pour les deux) pour expliquer ces larges variations morphologiques. Seul un entrainement de l'air différent peut réellement créer de telles disparités. Nous pouvons postuler alors que : (i) si il y a une forte et rapide incorporation d'air ambiant froid dès la formation de l'écoulement (dans les écoulements de grande ampleur, dans la colonne par exemple), cela produira une déferlante dont la température moyenne sera basse, et donc assez dense. Elle sera de dimension importante, et aura tendance à s'étaler radialement (écoulement subcritique) (ii) si il y a une faible incorporation d'air ambiant froid dès la formation de l'écoulement (dans le cas des dômes de lave par exemple), cela produira une déferlante dont la température moyenne sera relativement forte, et donc peu dense. Elle sera de faible dimension et orientée préférentiellement dans une direction (écoulement supercritique).

Le panache généré dans les expériences à haute température avec l'ignimbrite suggère que le réchauffement de l'air ambiant au-dessus de l'écoulement peut générer un flux convectif capable d'entrainer des particules. Andrews and Manga (2012) montrent que l'écoulement est très efficace pour transformer l'énergie thermique (des particules) en énergie convective. Cela n'est pas sans rappeler la formation du nuage co-ignimbrite, résultat de l'élutriation et du lift-off de la déferlante devenue peu dense comme le suggère le modèle de Sulpizio et al. (2014). L'élutriation peut donc se produire en de multiples points dans l'écoulement pyroclastique, au sein de l'écoulement dense ou bien au sein même de la déferlante. Ce processus couplé à l'influence de la température semble donc avoir un fort contrôle sur la dynamique de mise en place et de d'évolution des déferlantes.

2.4. Fluidisation de l'écoulement dense

Un autre processus a été mis en évidence dans les expériences : il s'agit de la fluidisation du lit granulaire. D'après les expériences, l'incorporation d'air ainsi que la vibration de la base fluidise le lit granulaire. L'air ne fait pas qu'interagir avec la partie dilatée, il agit aussi dans la partie compacte qui se comporte alors comme un liquide. La fluidisation, dont la théorie a été décrite dans le chapitre 2 puis appliquée numériquement au chapitre 4, est un mécanisme clé évoqué pour expliquer la grande mobilité des écoulements pyroclastiques. Pour ces études, la fluidisation est générée par une surpression de l'air interstitiel dans l'écoulement dense. Mais l'une des problématiques majeures est d'expliquer d'où vient le gaz et comment générer ce gradient de pression. Pour rappel, de nombreuses hypothèses ont été évoqués comme : le gaz retenu à l'intérieur de l'écoulement (Druitt et al., 2007 ; Roche et al., 2008), l'ingestion d'air environnant au front ou lors de l'ascension de la colonne éruptive (Sparks, 1978 ; Wilson, 1984 ; Branney et Kokelaar, 2002), l'évaporation due au passage de l'écoulement et la combustion de la végétation (Wilson, 1984), ou encore l'air contenu dans les interstices du substrat (Chedeville et Roche, 2014).

Dans le cas de vibrations verticales, la fluidisation est aussi due à la surpression. Elle est créée dans la partie dense lors de la compaction du lit et a aussi pour effet de diminuer les frottements entre particules. Et comme la perméabilité du lit granulaire est faible, la surpression persiste dans le lit quelques instants, ce qui semble être cohérent pour les particules volcaniques dont la perméabilité est très faible ($<10^{-12}$ m² pour l'ignimbrite de Neschers, Druitt et al., 2004). Le mécanisme d'incorporation d'air génère à la fois la formation d'une déferlante, et à la fois la fluidisation (plus ou moins totale) de la partie dense. Ces résultats sont assez proches de ceux obtenus par Chedeville and Roche (2014, 2018) qui montrent qu'un écoulement dense peut

s'auto-fluidiser lorsqu'ils se déplacent sur un substrat rugueux. Les résultats de cette thèse sont donc cohérents et en accord avec de nombreuses études sur la fluidisation, et permettent de combiner plusieurs processus physiques en un seul mécanisme. Avec l'incorporation d'air par vibration, il est alors possible d'expliquer en plus de la formation d'une déferlante, comment un écoulement pyroclastique est fluidisé et comment il peut retenir ce gaz tout au long de sa mise en place.

III. Extrapolation pour la formation des déferlantes pyroclastiques

3.1. Modèle de formation des déferlantes par incorporation d'air sur topographie rugueuse

En combinant les résultats expérimentaux et les contraintes qu'ils apportent sur la formation d'une déferlante, il est alors possible de reconstituer un modèle physique simple de formation d'une déferlante combinant tous les mécanismes évoqués précédemment. Pour une meilleure visualisation, il a été schématisé sur la figure 6.43 en 5 étapes essentielles :

1. Le dôme de lave se disloque et se fragmente en de très fines particules rapidement. Les blocs commencent à chuter dans la vallée et un frottement turbulent à la surface entraîne les particules fines dans un nuage (entrainement turbulent).
2. L'écoulement dense comment à se former et la rugosité de la topographie provoque une incorporation d'air par dilatation. L'air ingéré est éjecté de l'écoulement par compression et entraîne une partie des particules fines par élutriation. La déferlante commence à se former.
3. L'écoulement dense est bien développé. L'incorporation d'air génère un gradient de pression de fluide et donc réduit les frottements : c'est la fluidisation. Chaque secousse (topographie ou obstacle) expulse une partie de l'air incorporé et alimente la déferlante qui recouvre tout l'écoulement dense.
4. L'écoulement dense partiellement fluidisé s'écoule à grande vitesse sur la pente. Le flux de masse de l'écoulement dense vers la déferlante, fonction de cette vitesse, est important sur les fortes pentes, mais diminue avec la distance car la pente décroit. Les grandes variations de la topographie (ruptures de pente et obstacles) provoquent une

forte augmentation de ce flux de masse, créant de larges déferlantes capables notamment de se détacher de l'écoulement dense par la suite.

5. L'écoulement dense a totalement sédimenté. La déferlante ayant acquis sa propre dynamique évolue par sédimentation jusqu'à son mélange avec l'atmosphère (lift-off). Sa distance de parcours sera guidée par sa capacité à incorporer l'air ambiant, et notamment sa température moyenne. Si l'écoulement a incorporé beaucoup d'air initialement (déferlante plus froide donc assez dense), la déferlante dite subcritique parcourra une longue distance. Si l'écoulement a incorporé peu d'air initialement (déferlante plus chaude donc peu dense), la déferlante dite supercritique se mélangera très efficacement avec l'atmosphère et parcourra une courte distance avant de se l'élever verticalement (lift-off).

Ce processus est capable d'expliquer la plupart des observations de terrains ainsi que les différences de mise en place entre un écoulement dense et une déferlante. Il peut être considéré comme un processus important pour la formation des déferlantes dans le cas des écoulements pyroclastiques générés par l'effondrement d'un dôme de lave, mais pas nécessairement le seul. En effet l'entrainement turbulent, tout comme les autres mécanismes comme la fragmentation des particules (Dufek and Manga, 2008), ou l'expansion thermique du gaz (McTaggart, 1960), peuvent eux aussi participer à la formation. En revanche, il n'est pas le processus majoritaire lors des écoulements pyroclastiques générés par l'effondrement d'une colonne éruptive car la partie diluée est préexistante. Il peut cependant y contribuer en alimentant la déferlante durant la mise en place.

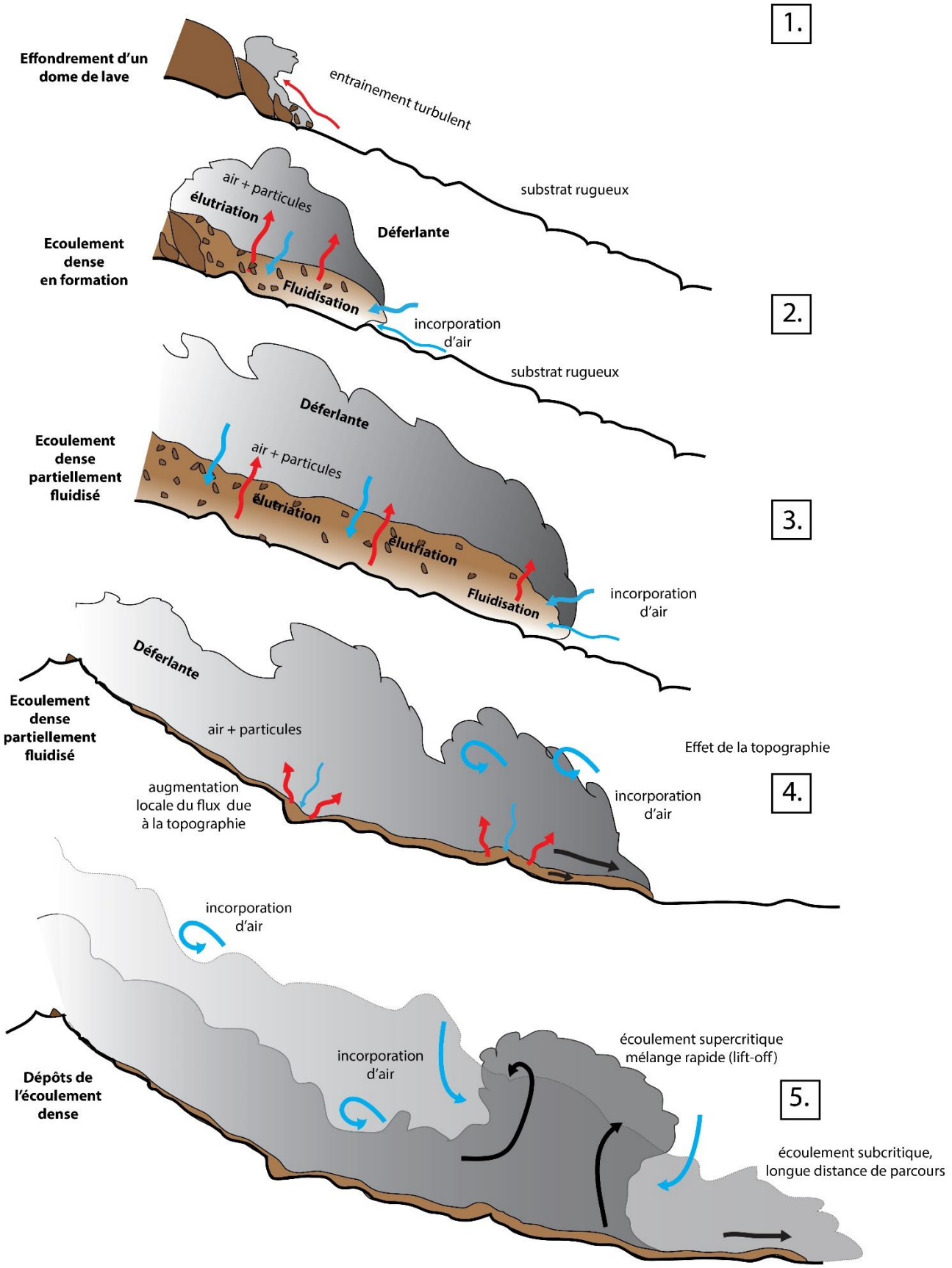


Figure 6.43 : Schéma du modèle général de formation et de mise en place d'une déferlante formée à partir d'un écoulement dense. Ce modèle regroupe de manière simplifiée tous les processus évoqués dans les expériences de ce chapitre et constitue un mécanisme global respectant la plupart des observations faites sur le terrain lors de la mise en place d'un écoulement pyroclastique.

3.2. Flux de masse pour une déferlante

Le flux de masse émis depuis la partie dense vers la déferlante contrôle entièrement le mécanisme de formation de cette dernière, comme nous l'avons vu au chapitre 5. Le mécanisme d'entrainement turbulent étant probablement de faible ampleur, nous allons nous intéresser uniquement au mécanisme d'incorporation d'air par vibrations. Il est nécessaire d'extrapoler le flux de masse expérimental dans les conditions réelles des écoulements pyroclastiques afin d'estimer s'il est réaliste et si ce mécanisme est capable de générer des déferlantes.

Le flux de masse empirique déterminé Partie B (Eq. 31) a été élaboré en fonction des paramètres sources des expériences, c'est-à-dire de la fréquence f et de l'amplitude A de vibration. Suivant les hypothèses faites précédemment (section 2.2), il peut être adapté à la production d'une déferlante par les analogies suivantes : (i) la rugosité r (en m) de la topographie c'est à dire la hauteur moyenne des éléments rugueux est analogue à l'amplitude de vibration A. (ii) La distance moyenne entre ces éléments est appelée longueur d'onde λ (en m). Avec un écoulement dense de vitesse u (en m s^{-1}), le rapport $\frac{u}{\lambda}$ dont la dimension est en s^{-1} est analogue à la fréquence de vibration f. En remplaçant f et A dans l'équation (31) par $\frac{u}{\lambda}$ et r, il est alors possible de déduire un flux de masse ϕ_m adapté aux écoulements pyroclastiques :

$$\text{avec } \phi_m = K\,\rho_p \frac{L}{S} A^{2.23}.\left(f - f_0\right)^{1.24} \qquad \text{avec} \quad K = 1.03\,10^{-3} \tag{32}$$

$$\text{et en considerant } \frac{u}{\lambda} = f \quad , \quad A = r \quad \text{puis} \quad f_0 = \frac{u_0}{\lambda} \quad \text{alors:}$$

$$\phi_m = K\,\rho_p \frac{L}{S} r^{2.23}.\left(\frac{u}{\lambda} - \frac{u_0}{\lambda}\right)^{1.24} \tag{33}$$

K est une constante empirique, u_0 est la vitesse seuil de formation, ρ_p est la densité moyenne des particules de l'écoulement dense, et L et S sont la largeur et la surface de l'écoulement dense. En isolant les constantes, l'équation peut s'écrire sous la forme plus concise :

$$\phi_m = K_m \left(u - u_0\right)^{1.24} \tag{34}$$

$$\text{avec } K_m = K\rho_p \frac{L}{S} \frac{r^{2.23}}{\lambda^{1.24}} \tag{35}$$

Nous sommes donc en mesure de calculer un flux de masse émis par un écoulement dense en connaissant sa vitesse ainsi que les caractéristiques de la topographie à savoir la rugosité moyenne et la longueur d'onde entre les obstacles. L'incorporation d'air par la rugosité est donc un mécanisme réaliste pour expliquer la formation des déferlantes. De plus, les grandes variations topographiques (virages violent, rupture de pente,…) peuvent considérablement accroître la production de déferlante. Ce flux de masse (Eq. 34) présente des similitudes avec l'équation de production de déferlante utilisée dans le modèle numérique, où la vitesse de l'écoulement est liée par une fonction de puissance. Il sera donc nécessaire de confronter ces deux lois d'échange de masse entre l'écoulement dense et la déferlante afin de mieux comprendre si le mécanisme de formation par incorporation d'air par la topographie peut expliquer les résultats obtenus numériquement chapitre 5. Cette comparaison fera alors l'objet d'étude du prochain chapitre.

Conclusion

Ce projet propose donc une exploration expérimentale des mécanismes de formation des déferlantes à partir d'un écoulement dense. Ces expériences ont mis en évidence, quel que soit le mécanisme, la forte dépendance du processus de formation des déferlantes à la vitesse de l'écoulement dense. La topographie semble aussi jouer un rôle très important pour la formation de ces écoulements corroborant avec de nombreux exemples de terrain.

Les expériences ont d'abord permis d'investiguer le mécanisme d'entrainement turbulent comme le suggère le modèle de Denlinger (1987). Les résultats ont prouvé que ce mécanisme été réalisable dans les conditions d'un écoulement pyroclastique (température, taille de particules, vitesse). Il montre cependant ses limites avec notamment sa dépendance à la surface de l'écoulement dense et surtout au cisaillement entre cet écoulement et l'air ambiant.

Les expériences ont par la suite permis d'explorer l'incorporation d'air dans l'écoulement dense. Elles ont permis de mettre en évidence un mécanisme réaliste pour générer des déferlantes à partir d'un écoulement dense, qui est la combinaison entre l'incorporation d'air par la rugosité de la topographie et l'élutriation. Ce mécanisme permet d'expliquer aussi la fluidisation des écoulements denses et leur longue distance de parcours. Il réconcilie donc la dynamique de l'écoulement denses avec celle de la déferlante. Grâce à de nombreuses expériences complémentaires, il a été montré que le mécanisme contrôle en partie la mise en

place de la déferlante notamment à cause de l'effet de la température. L'influence de nombreux paramètres physiques dans ce mécanisme a pu être montrée mais leur quantification nécessite d'autres investigations.

A l'aide de tous les résultats obtenus dans ce projet, un modèle réaliste de formation et de mise en place d'une déferlante à partir d'un écoulement dense a été établi, prenant en compte toutes les implications des résultats expérimentaux. Tout comme le flux empirique du modèle numérique, il relie par une loi de puissance la quantité de masse émise à la vitesse de l'écoulement dense. Il a en revanche l'avantage d'être basé sur un modèle physique qui permet d'expliquer le mécanisme. Ce flux doit être intégré au modèle numérique afin de démontrer précisément son efficacité. En effet, une validation numérique permettra une étude plus profonde sur la répartition de la masse qu'induit ce mécanisme. A noter que ce modèle est surtout adapté à la mise en place d'écoulements pyroclastiques suite à l'effondrement d'un dôme de lave, où la formation de la déferlante par l'écoulement dense est évoquée. Ce modèle participe aussi aux processus de mise en place lors de l'effondrement d'une colonne éruptive, notamment pour la fluidisation de la partie dense, mais l'incorporation d'air par la rugosité y est probablement secondaire puisque la composante diluée est déjà présente dès la formation.

Chapitre 7 : Apports des études expérimentales et numériques à la compréhension de la genèse et de la mise en place des déferlantes pyroclastiques

I. Introduction

Les précédents chapitres ont permis de mettre en évidence deux lois mathématiques empiriques décrivant le transfert de masse au sein d'un écoulement pyroclastique, de la partie dense vers la déferlante. Dans le chapitre 5, nous avons vu que ce transfert s'opérait par une loi fonction du cube de la vitesse de l'écoulement dense. Cette loi sera nommée « loi au cube » pour plus de concision. Bien qu'elle ait été testée numériquement par deux fois, par Kelfoun et al. (2017, Annexe) et au chapitre 5, cette loi au cube n'est cependant pas expliquée physiquement. Dans la partie A du chapitre 6, nous avons vu qu'un premier mécanisme pouvait générer ce type de loi, il s'agit de l'entrainement turbulent à la surface de l'écoulement dense. En revanche, nous avons constaté que la zone de cisaillement où se produit l'entrainement semble restreinte, et donc que ce mécanisme semble limité pour expliquer la production de déferlante. Dans la partie B du chapitre 6, nous avons mis en évidence un autre mécanisme basé sur l'incorporation d'air, puis l'élutriation des particules fines à travers l'écoulement dense. Ce mécanisme implique également une fluidisation de l'écoulement dense, et donc une modification de la rhéologie de cet écoulement. Dans ce mécanisme, au-delà d'une vitesse seuil, le transfert s'opère suivant une loi de puissance avec la vitesse de l'écoulement dense (puissance 3/2). Cette loi sera nommée dans la suite « loi à seuil ». En revanche, contrairement à la loi précédente, cette loi à seuil n'a pour le moment jamais été testée numériquement afin d'observer son réalisme pour la simulation d'un écoulement pyroclastique réel. Seul l'impact de la fluidisation a été étudié au chapitre 4, mais uniquement pour la terminaison d'un écoulement sur une topographie simple.

Ce dernier chapitre se présente comme une synthèse des différents résultats obtenus dans les chapitres 4, 5 et 6. Il a pour objectif de tester numériquement le mécanisme de formation des déferlantes par incorporation d'air et élutriation, notamment la loi à seuil qui en découle ainsi que le mécanisme de fluidisation de l'écoulement dense. Une première partie sera consacrée à l'étude des principales caractéristiques de la loi à seuil, ainsi qu'à sa comparaison avec la loi au cube afin d'examiner leurs similitudes. Dans une seconde partie, la loi à seuil sera appliquée numériquement pour la simulation de l'effondrement du dôme de lave du 25 juin 1997 à Montserrat, puis comparée aux résultats obtenus au chapitre 5. Dans une troisième partie, la rhéologie granulaire fluidisée sera appliquée au cas de Montserrat afin de synthétiser les résultats obtenus avec ce mécanisme. Enfin, une discussion sur l'ensemble des résultats obtenus sera proposée dans la dernière section de ce chapitre.

II. Comparaison mathématique entre les deux flux de masse

2.1. Caractéristique de la loi expérimentale à seuil

L'équation simplifiée du flux de masse du mécanisme d'incorporation d'air par la rugosité de la topographie est, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, fonction de la vitesse de l'écoulement dense *u*, de la rugosité de la topographie *r*, de la distance moyenne entre obstacle λ, de la vitesse seuil u_0 , et d'une constante *k.* Pour rappel, elle est de la forme :

$$\phi_s = K\left(u - u_0\right)^{1.24} \tag{1}$$

$$\text{Avec } K = k\frac{r^{2.23}}{\lambda^{1.24}} \tag{2}$$

La vitesse seuil u_0 est un paramètre important dans cette loi car elle a une forte influence sur le flux de masse. Ce seuil ne peut être déterminé sur le terrain, mais peut être estimé à partir des conditions expérimentales, en se basant sur les accélérations relatives Γ. Ainsi, en remplaçant le seuil de formation f_0 par $\frac{u_0}{\lambda}$ et l'amplitude A par *r* on obtient :

$$\Gamma_0 = \frac{A\left(2\pi f_0\right)^2}{g} = \frac{r\left(2\pi\frac{u_0}{\lambda}\right)^2}{g} \tag{3}$$

et donc en isolant u_0 on obtient: $$u_0 = \frac{\lambda\sqrt{\frac{\Gamma_0 g}{r}}}{2\pi} \tag{4}$$

De cette manière, u_0 dépend des paramètres topographiques λ et *r*. Dans les expériences réalisées chapitre 6 B, f_0 est dépendant de la taille des particules : f_0 = 6 Hz pour les billes de 35 µm et f_0 = 9 Hz pour les billes de 80 µm, donnant respectivement Γ = 2.9 et Γ = 6.5. Pour ce qui est des billes de 500 µm, la formation du nuage n'a toujours pas eu lieu à Γ = 11. D'après la modélisation réalisée au chapitre 6 B section 7, le seuil de formation pour de telles particules devrait se situer à environ Γ = 25. Ce diamètre moyen de 500 µm correspond à la gamme inférieure de la granulométrie moyenne d'un écoulement de dense (entre 500 µm et 2 mm en moyenne d'après Cole et al., 2002 à Montserrat en 1996 ; entre 1 et 5 mm pour Charbonnier et

al., 2013 au Merapi en 2010), $\Gamma_0 = 25$ constitue donc une valeur minimale. Néanmoins, connaissant cette valeur de Γ_0 et à partir de l'équation (4), il est alors possible d'estimer u_0 pour un écoulement dense.

Pour illustrer l'évolution de u_0 en fonction de λ et r, un diagramme de variation a été établi et est présenté dans la figure 7.1. u_0 est proportionnel à λ, donc plus la distance entre obstacle est grande et plus la vitesse seuil sera grande. En revanche, u_0 est inversement proportionnel à r, autrement dit plus la rugosité est faible plus la vitesse seuil sera grande. A titre d'exemple, pour une rugosité moyenne dans une vallée d'environ 1 m choisie arbitrairement, et pour une distance entre obstacles de l'ordre du mètre aussi, la vitesse seuil est environ égale à 3 m s^{-1}. Les vitesses terminales d'un écoulement dense lorsqu'il atteint les faibles pentes à la base d'un édifice volcanique, là où la production de déferlante diminue (Ogburn et al., 2014), sont aussi aussi de l'ordre de quelques mètres par seconde. Mais ces paramètres topographiques λ et r restent difficiles à évaluer, et seule une estimation de leur valeur moyenne mesurée sur le terrain nous permettrait d'aller plus loin dans la comparaison.

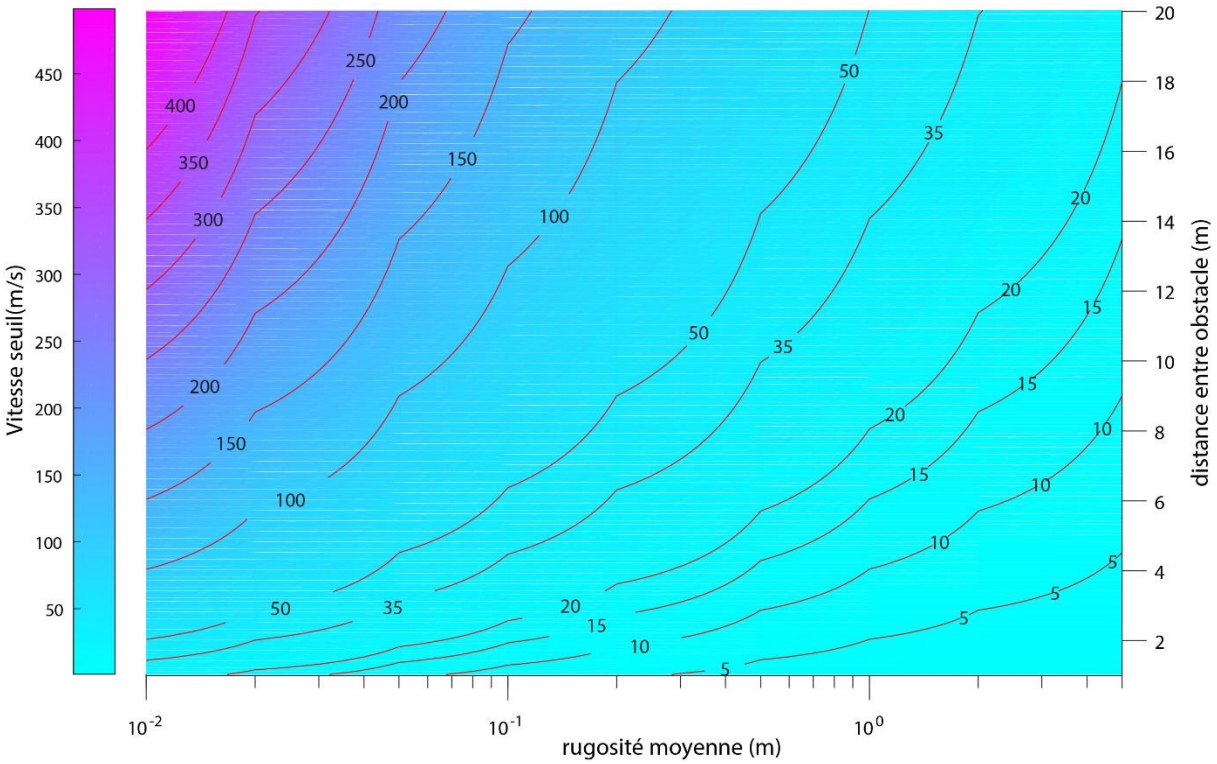


Figure 7.1 : Diagramme d'évolution de la vitesse seuil en fonction des paramètres topographiques r et λ. A noter que ce diagramme est calculé à partir de l'équation (4) avec Γ = 25, correspondant approximativement au seuil de formation du nuage expérimental pour des billes de 500 µm de diamètre.

Ces deux paramètres ont aussi une forte influence sur le flux de masse ϕ_s. Pour illustrer cette influence, le flux de masse a lui aussi été calculé en fonction de λ et *r*, en maintenant une vitesse fixe de l'écoulement dense u = 25 m s^{-1}. ϕ_s est calculé à partir de l'équation (1) et la vitesse seuil u_0 à partir de l'équation (4) en faisant varier *r* et λ entre 0 et 10 m (valeurs arbitraires). Un diagramme de ϕ_s en fonction de λ et *r* est alors réalisé et présenté dans la figure 7.2. Sur ce diagramme, on constate, d'une part, que ce flux de masse est très variable (9 ordres de grandeurs), puis d'autre part qu'il est inversement proportionnel à λ mais proportionnel à *r*. Autrement dit, pour une rugosité donnée, plus la distance moyenne entre les obstacles est grande plus le flux de masse est petit, et à l'opposé pour une distance donnée, plus la rugosité est grande plus le flux est fort. Cela implique donc que si la topographie sur laquelle s'écoule l'écoulement pyroclastique est peu rugueuse, la distance entre chaque obstacle devra être faible afin que le flux de masse soit suffisamment fort pour générer une déferlante. A l'inverse, si la rugosité est forte, la distance entre obstacle pourra être grande pour générer un même flux de masse. Nous pouvons aussi constater que la rugosité à une influence plus importante que la distance entre obstacles sur le flux de masse, lié à son exposant 2.23 (Eq. 2). Une estimation précise de ce paramètre serait donc nécessaire pour obtenir un flux de masse réaliste.

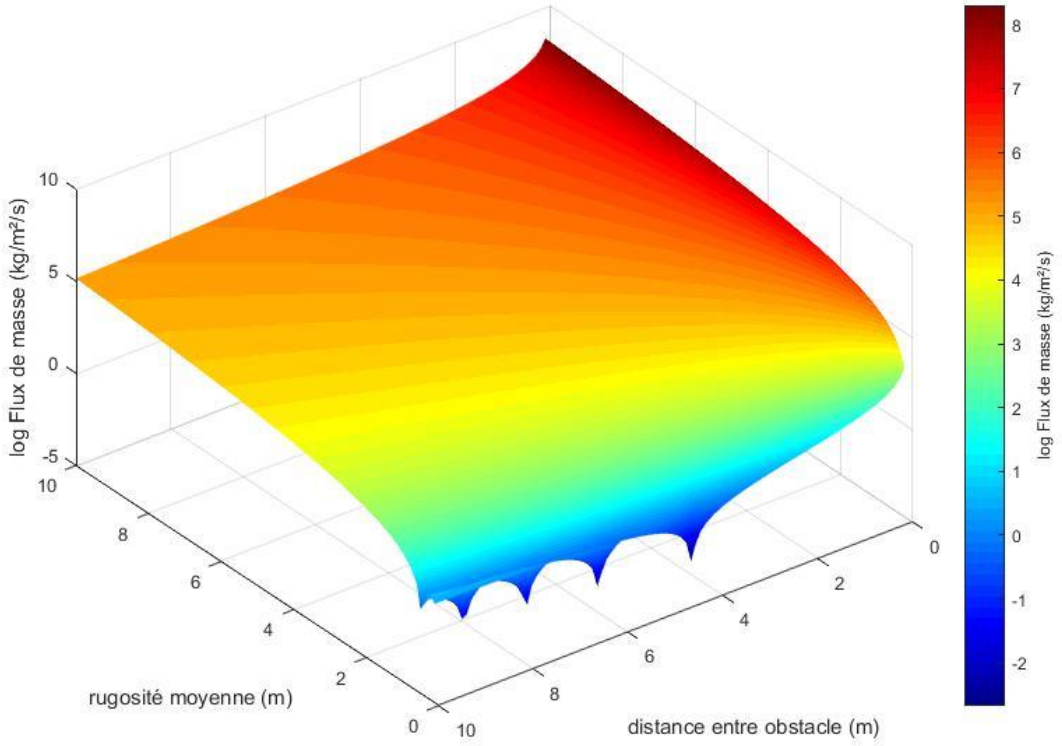


Figure 7.2 : Evolution du flux de masse ϕ_s en fonction des paramètres topographiques r (rugosité) et λ (distance entre obstacle). Pour une meilleure visualisation, le flux de masse est représenté suivant une échelle logarithmique, les valeurs de l'échelle représentant les puissances de 10.

En résumé, la loi à seuil semble donc être assez sensible aux variations de ses paramètres, notamment λ et *r*. Mais le manques de connaissances au sujet de ces paramètres empêche une estimation du flux de masse d'éruptions réels. Il s'agit maintenant de comparer cette loi à seuil à la loi au cube, qui a déjà montré son réalisme pour la simulation d'écoulements pyroclastiques.

2.2. Comparaison des deux lois

Afin de comparer la loi à seuil et la loi au cube, il convient de comparer leurs évolutions en fonction de la vitesse de l'écoulement dense *u*, dont elles sont toutes les deux dépendantes. Pour rappel, la loi au cube est de la forme :

$$\phi_c = a_3 u^3 \tag{5}$$

où a_3 est un coefficient empirique. L'intervalle de vitesse choisi pour la comparaison est de 0 à 30 m s^{-1}, valeurs typiques mesurées pour un écoulement dense comme un écoulement de blocs et cendres par exemple (Brown et Andrews, 2015). Pour la loi au cube, la valeur choisie pour le coefficient a_3 est celle qui a été utilisée pour la simulation de l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat au chapitre 5, à savoir 0.04 kg s^2 m^{-5}.

Pour ce qui est des paramètres de la loi à seuil, les paramètres de rugosité *r* et λ, et le coefficient empirique *k* sont à estimer par essai-erreur, en déterminant le plus faible écart entre les deux lois. Il existe une infinité de valeurs de ces trois paramètres pour lesquelles le flux de masse sera identique car *r* et λ sont sous forme d'un rapport dans le paramètre *K* (Eq. 2). Afin de déterminer la meilleure loi, il est donc plus judicieux de faire varier uniquement le paramètre *K*. En utilisant la méthode des moindre carrée comme dans le chapitre 6, la meilleure valeur de *K* et u_0 est sélectionnée en calculant le coefficient de détermination R^2 entre la loi au cube et la loi à seuil. Ainsi, la meilleure régression est obtenue pour *K* = 18.2 et u_0 = 10 m s^{-1}. Les deux lois sont calculées et représentées sur la figure 7.3.

Nous constatons sur la figure 7.3 que les deux lois ont des évolutions proches dans l'intervalle de vitesses considéré. La loi à seuil peut imiter la loi au cube grâce à la présence d'un seuil de vitesse. Les écarts de flux de masse sont restreints dans l'intervalle 0 et 30 m s^{-1} mais deviendront plus importants au-delà de cet intervalle. Cependant des vitesses supérieures à 30 m s^{-1} sont rarement observées sur le terrain. Ainsi, dans des conditions topographiques réalistes, et pour une vitesse seuil dérivée des mesures expérimentales, la loi à seuil est susceptible de produire un flux de masse équivalent au flux de masse empirique du modèle

numérique. De nouveau, ces résultats suggèrent que le modèle de formation des déferlantes par incorporation d'air par la topographie est réaliste. Il est maintenant nécessaire de tester la loi à seuil dans une simulation numérique d'un écoulement pyroclastique afin d'observer si elle est capable de reproduire convenablement la genèse d'une déferlante.

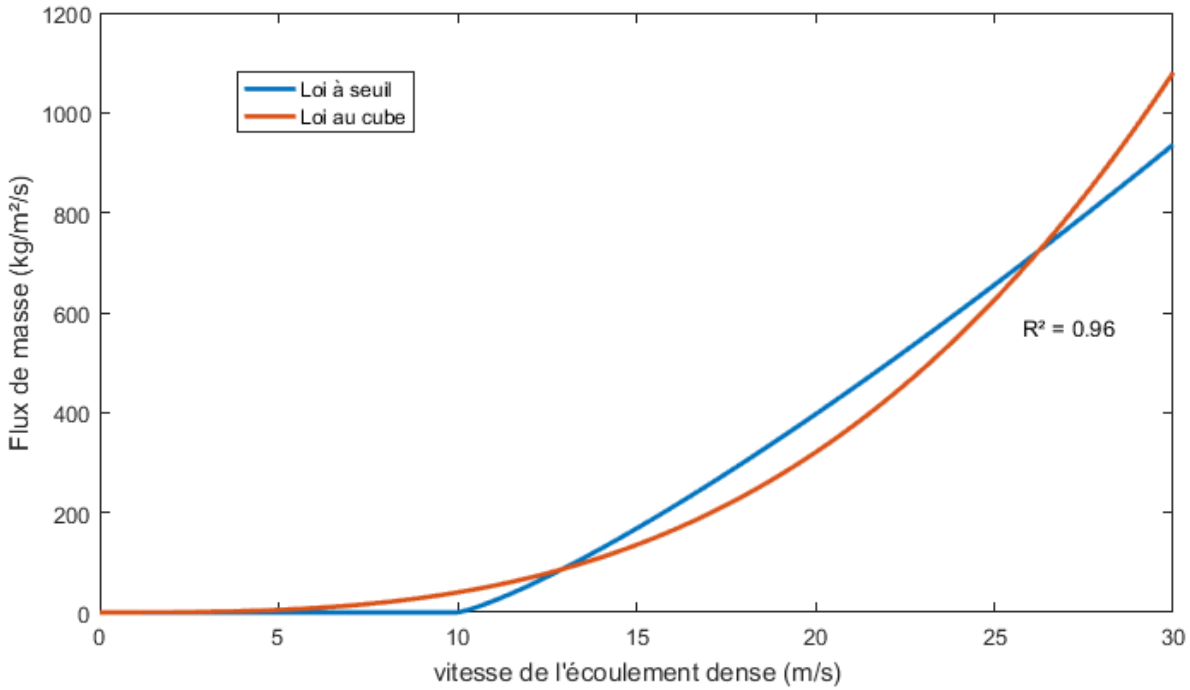


Figure 7.3 : Courbe d'évolution du flux de masse pour la loi au cube (rouge) et la loi à seuil (bleue) en fonction de la vitesse de l'écoulement dense. Le seuil de vitesse pour la courbe bleue se situe à environ 10 m/s.

III. Simulation numérique de l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat par la loi à seuil

3.1. Paramètres de la simulation

Pour effectuer le test de réalisme de la loi à seuil, la cible choisie est l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat, précédemment décrite et modélisée au chapitre 5. Il s'agit donc de simuler le même écoulement, en utilisant les mêmes paramètres et la même source mais en remplaçant la loi au cube par la loi à seuil. La déferlante créée conserve la même rhéologie avec un coefficient résistif $a_2 = 0.025$ inchangé et une masse volumique de la zone de mélange toujours fixée à 50 kg m^{-3}. Pour ce qui est de la rhéologie de l'écoulement dense, seule la rhéologie plastique sera utilisée car les résultats du chapitre 5 ont montré qu'elle était la plus réaliste pour la simulation de l'écoulement dense. Les différents paramètres utilisés pour la simulation ont été rassemblés dans le tableau 7.1 suivant une approche similaire à celle utilisée dans le chapitre 5 : les paramètres extraits des données de terrain sont rassemblés dans la première partie du

tableau « paramètres connus ». La justification de leur valeur a également été donnée dans le chapitre 5. Les paramètres empiriques nécessitant une estimation sont quant à eux résumés dans la seconde partie du tableau comme « paramètres estimés par essai-erreur ». Les paramètres intervenant dans la loi à seuil y ont été rajoutés. Au vu de la comparaison effectuée dans la partie précédente, les paramètres issus de la régression, à savoir K = 18.2 et u_0 = 10 m s^{-1}, ont été utilisés.

Tableau 7.1: Paramètres utilisés pour la simulation de l'effondrement de dôme du 25 juin 1997, issus du chapitre 5. La partie supérieure se réfère aux paramètres connus d'après les données de terrain. La partie inférieure se réfère aux paramètres estimés par essai-erreur, spécifiques à chacune des lois de formation. Une description détaillée de chaque paramètre est donnée dans le chapitre 5.

Paramètres connus ou extraits à partir des données de terrain

	Symboles	**Littérature**	**Simulations**
Masse volumique des particules	ρ_p	2400 kg m^{-3}	2400 kg m^{-3}
Masse volumique de l'air	ρ_a	1-1.2 kg m^{-3}	1 kg m^{-3}
Masse volumique moyenne de l'écoulement dense	ρ_d	1600 kg m^{-3}	1600 kg m^{-3}
Masse volumique du gaz	ρ_g	inconnu	0.8 kg m^{-3}
Diamètre moyen des particules	d	0-4 ϕ	3 ϕ
Coefficient de trainée	C_d	0.47-2	1
Volume total	V	6.4 × 10^6 m^3	6.4 × 10^6 m^3
Durée de l'effondrement	t_c	900 s	900 s
Débit d'alimentation	v_r	variable (Fig. 7.4)	variable (Fig. 7.4)

Paramètres estimés par essai-erreur

		Rhéologie plastique	
	Symboles	***loi au cube***	***loi à seuil***
Masse volumique de mélange	ρ_m	50 kg m^{-3}	50 kg m^{-3}
Coefficient de Voellmy	a_1	0.01	0.01
Coefficient résistif	a_2	0.025	0.025
Coefficient empirique	a_3	0.04	-
Coefficient empirique	K	-	18.2
Vitesse seuil	u_o	-	10 m s^{-1}
Seuil de plasticité	T	2000 Pa	2000 Pa

La source utilisée pour la simulation de l'effondrement du dôme reste inchangée par rapport au chapitre 5 : il s'agit d'un point fixe localisé en haut de la vallée impactée (Mosquito Ghaut) au niveau duquel un débit de masse est imposé. Ce débit est variable au court du temps puisque 3 pulses ont été identifiés (Loughlin et al., 2002b). Son évolution a été estimée à partir des enregistrements sismiques du passage de l'écoulement pyroclastique au voisinage de la station placée sur la colline de Windy Hill. Le signal sismique définit alors une durée de simulation de 14 minutes environ, pour un volume de chaque pulse de 0.79, 2.64 et 2.97 10^6 m^3, comme on peut le voir sur la figure 7.4.

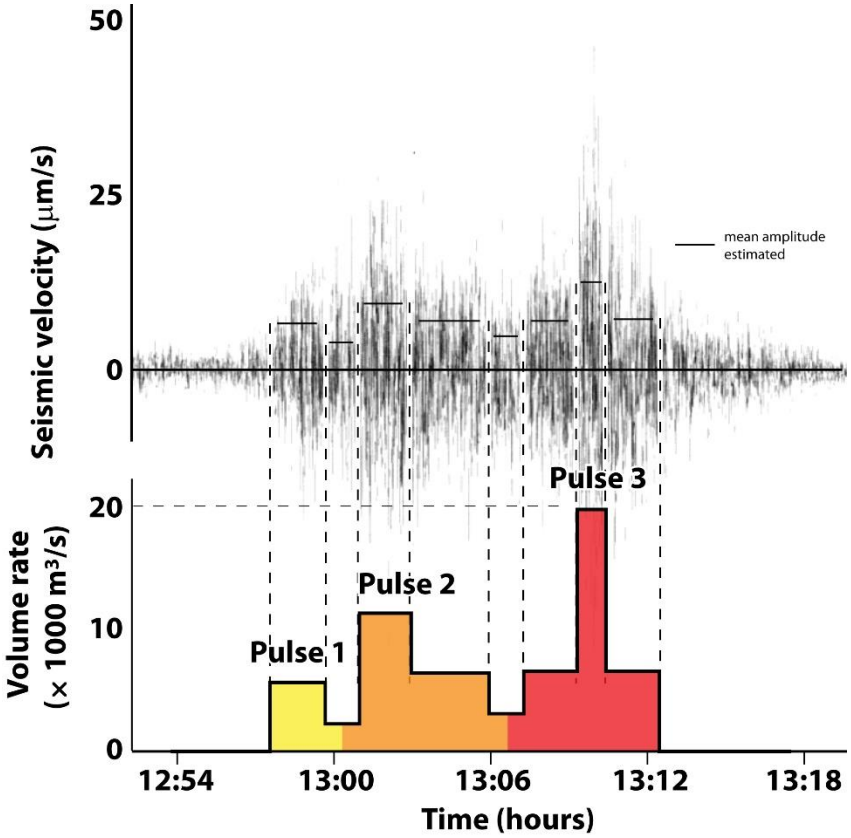


Figure 7.4 : Débit d'écoulement dense pour l'effondrement de dôme du 25 juin 1997, généré au niveau du cratère et définit à partir des enregistrements sismique de Loughlin et al. (2002b). La durée de la simulation est de 14 minutes environ, pour un volume de chaque pulse de 0.79, 2.64 et 2.97 10^6 m^3.

3.2. Résultats et comparaison

Les résultats de la simulation utilisant la loi à seuil sont présentés sur la figure 7.5. Ils sont associés à la meilleure simulation obtenue avec la loi au cube, réalisée au chapitre 5 avec la rhéologie plastique, pour y être comparés. Dans le but de mieux observer les similitudes entre les deux simulations, une comparaison quantitative a aussi été réalisée, suivant la même approche qu'au chapitre 5. Les huit points de mesures précédemment identifiés ont été de nouveau utilisés afin de mesurer l'épaisseur des dépôts et la vitesse moyenne des 3 types

d'écoulements simulés numériquement : l'écoulement dense (BAFs), la déferlante, et les écoulements secondaires (SDPFs). La distance maximale, le volume et la surface des dépôts finaux sont également mesurés pour ces 3 écoulements et reportés dans la seconde partie du tableau.

Rhéologie plastique avec la loi au cube

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
a_3	=	0.04
u_0	=	-
T	=	2000 Pa

Rhéologie plastique avec la loi à seuil

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
K	=	10.5
u_0	=	10
T	=	2000 Pa

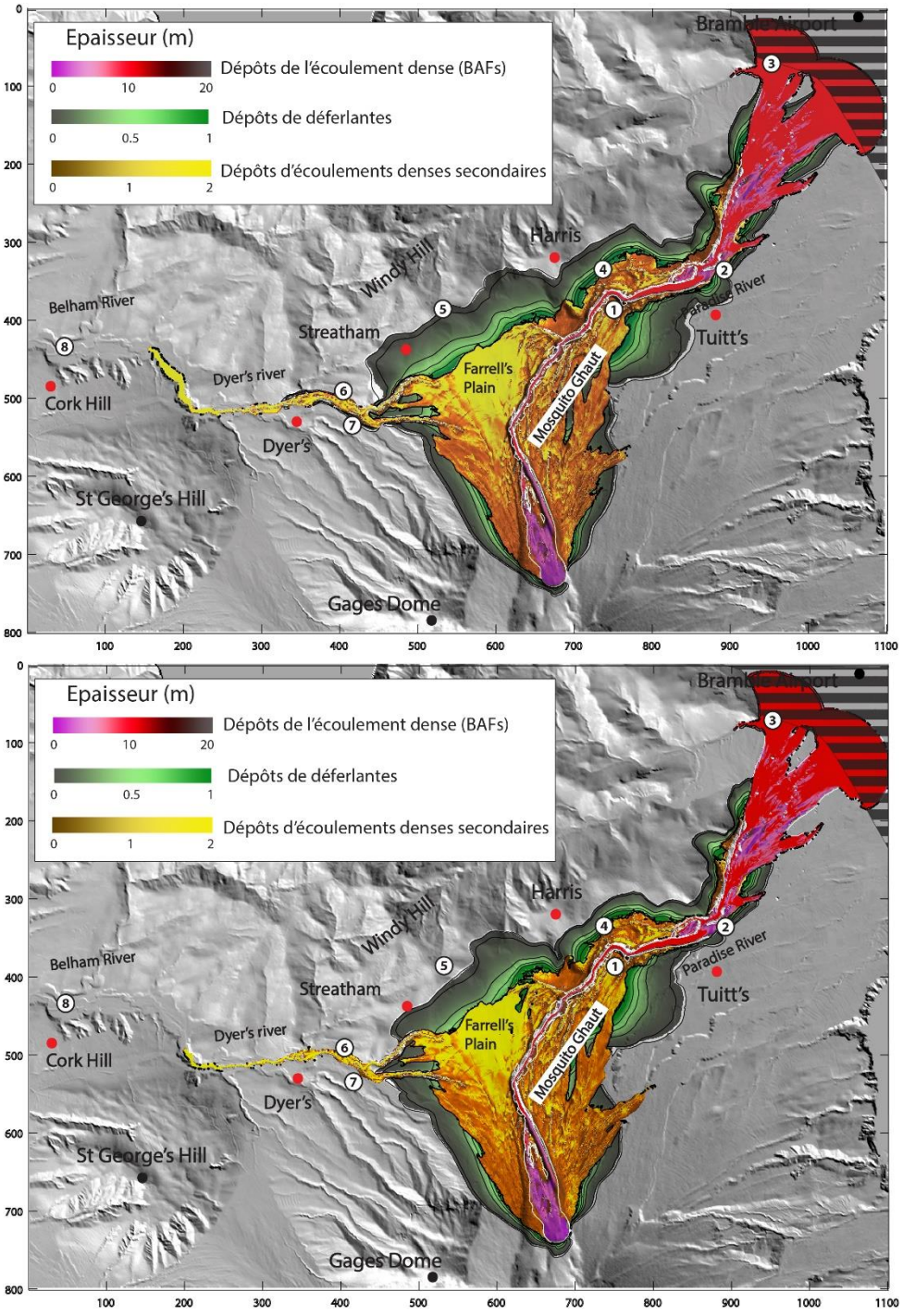


Figure 7.5 : Résultats des simulations pour l'éruption du 25 juin 1997 avec la loi au cube en haut (c.f. chapitre 5), puis la loi à seuil en bas. Pour les deux cas de figure, l'écoulement dense est simulé par une rhéologie plastique. Les principaux paramètres contrôlant la dynamique sont compilés dans les tableaux sur la partie gauche.

Tableau 7.2: Comparaison quantitative entre les données de terrain (première ligne en italique pour chaque paramètre) et les résultats de la meilleure simulation pour chacune des lois de flux de masse présentées Fig. 7.5. Les données de terrain sont extraites des études de Cole et al., (1998); Calder et al., (1999); Druitt et al. (2002a); Loughlin et al. (2002a, b). A noter que les vitesses de l'écoulement de blocs et cendres et de l'écoulement secondaire (SDPF) sont moyennées afin d'être comparées aux vitesses estimées par Loughlin et al. (2002b) et Druitt et al. (2002a) pour les positions 1 à 8.

		BAFs			**Déferlante**			**SDPFs**	
	Position de mesure	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**
Epaisseur des dépôts (m)	*Terrain*	*20*	*>20*	*1*	*0.5*	*0.2*	*0.05*	*0.5-1*	*0.5-1*
	Loi à seuil	3	16	6	0.6	0.02	--	2	--
	Loi au cube	3	16	6	0.7	0.05	0.2	1	--
Vitesse moyenne (m/s)	*Terrain*	*22*	*20*	*8*	*20*	*37*	*15*	*10*	*1*
	Loi à seuil	28	25	10	20	27	--	5	--
	Loi au cube	28	25	10	20	27	10	12	--
Etat final									
Distance maximale (km)	*Terrain*		*6.7*			*3.4*			*3*
	Loi à seuil		6.7			3.3			2
	Loi au cube		6.7			3.3			2.5
Volume (10^6 m^3)	*Terrain*		*5.5*			*0.8*			*0.1*
	Loi à seuil		4.1			0.3			0.09 (2.05)
	Loi au cube		4.1			0.3			0.1 (2)
Surface (km^2)	*Terrain*		*0.78*			*3.9*			*0.26*
	Loi à seuil		1.4			4.7			0.08 (2.4)
	Loi au cube		1.4			4.9			0.1 (2.4)

La simulation obtenue avec la loi à seuil est très similaire à celle obtenue par la loi au cube comme décrite dans le chapitre 5. Les écoulements denses étant simulés à l'aide de la même rhéologie, les résultats de ce type d'écoulement sont donc identiques. La loi à seuil parvient à reproduire une déferlante similaire à la loi au cube, avec une large zone de détachement au niveau du virage de la vallée de Mosquito Ghaut, et une déferlante plus modérée autour de la vallée de Paradise River. C'est au niveau de la terminaison de l'écoulement dense, sur la plaine de Bramble, que les différences apparaissent : premièrement, l'arrêt de la production de déferlante pour la loi à seuil sur les faibles pentes (entre Harris et Bramble). Pour cette loi, la production s'arrête car la vitesse de l'écoulement dense est devenue inférieure à la vitesse seuil,

alors que la production ne s'arrête pas pour la loi au cube. L'arrêt de la production sur les faibles pentes semble toutefois plus réaliste au vu des dépôts réels (c.f. chapitre 5). Deuxièmement, les écoulements secondaires n'ont pas la même extension, en particulier dans la Dyer's River. Dans cette vallée, l'écoulement secondaire pour la loi à seuil parcourt une distance deux fois moins grande que celle de la loi au cube. Puisque le processus de formation est le même pour les deux simulations (même rhéologie), ces disparités ne peuvent être expliquées que par une répartition différente des dépôts de déferlante entre les deux lois. Pour la loi au cube, la production de déferlante est homogène au court de la mise en place dans la vallée de Mosquito Ghaut car les vitesses de l'écoulement dense varient peu. La production reste donc soutenue même au niveau de la plaine de Farrell's. Pour la loi à seuil, la production de déferlante est surtout opérée sur les fortes pentes, jusqu'au virage de la vallée de Mosquitos Ghaut, puis diminue après car les vitesses de l'écoulement dense chutent. De plus, les vitesses des bordures de l'écoulement dense ne sont pas supérieures à la vitesse seuil de 10 m s^{-1}, diminuant de surcroit la production de déferlante. La masse déposée par la déferlante est donc plus concentrée autour de la source et sur les fortes pentes, alors qu'elle est plutôt homogène pour la loi au cube. Ainsi, toujours pour cette loi à seuil, la déstabilisation des dépôts de déferlante démarre plus en amont dans la vallée et les écoulements formés ont tendance à s'accumuler au niveau de la plaine de Farrell's plutôt que d'alimenter l'écoulement dans la vallée de Dyer's River. En conséquence, cet écoulement à un faible volume, une faible vitesse et ne peut parcourir que 2 km contre les 3 km de l'écoulement naturel. De plus, de par sa faible vitesse (inférieure à 10 m s^{-1}), il ne peut générer de déferlante car sa vitesse est inférieure à la vitesse seuil (point de mesure n°6). Il est bien évident que modifier les valeurs de T ou u_0 permettrait d'améliorer les distances de parcours de cet écoulement, mais cela n'était pas l'objectif de cette comparaison.

Malgré tout, ces différences de dynamiques restent de faibles ampleurs comparées au réalisme des simulations pour reproduire les 3 types d'écoulements. En effet, les résultats obtenus avec les deux lois sont relativement similaires et toutes deux très proches des mesures de terrain. La loi à seuil est donc capable de produire une déferlante analogue à celle de la loi au cube, dans l'intervalle de vitesse considéré. Elle semble donc tout à fait réaliste. Il est maintenant intéressant de tester numériquement l'effet de la fluidisation associée à ce mécanisme d'incorporation d'air par la rugosité.

IV. Impact de la fluidisation

4.1. Protocole et conditions sources

Comme nous l'avons vu au chapitre 6, la loi à seuil dérivant du mécanisme d'incorporation d'air par la topographie est aussi associée à la fluidisation de la partie dense. Afin de tester le mécanisme dans son intégralité, il est alors essentiel de prendre en compte l'effet de la pression de fluide interstitiel sur la rhéologie de l'écoulement dense. Cette opération a déjà été en partie réalisée au chapitre 4, le modèle numérique ayant été modifié afin de prendre en compte la pression de fluide interstitiel, puis validé dans un deuxième temps par comparaison avec un modèle expérimentale. Or l'étude s'est concentrée sur la terminaison de l'écoulement pyroclastique et non sur sa mise en place complète, et ce sur une topographie simplifiée. De plus, c'est la version à une couche de VolcFlow qui avait été modifiée au chapitre 4. Pour ce projet, la version à deux couches a été adaptée pour prendre en compte la pression de fluide, suivant le schéma décrit au chapitre 3 (partie B). De cette façon, la couche simulant l'écoulement dense est capable d'advecter et de diffuser la pression de fluide interstitiel, modifiant ainsi le coefficient de frottement de l'écoulement dense et donc sa dynamique. C'est la rhéologie de Coulomb fluidisé qui sera utilisée afin de simuler la mise en place de l'écoulement dense, comme ce fût le cas au chapitre 4.

Le mécanisme de formation par incorporation d'air induit un apport régulier de pression de fluide interstitiel au sein de l'écoulement dense durant sa mise en place car de l'air est incorporé à chaque obstacle. Mais ce phénomène implique des lois physiques qui ne sont pas connues. En effet, l'évolution et la quantification de cet apport de pression de fluide en fonction des paramètres topographiques n'ont pas été contraintes expérimentalement. Il est donc nécessaire de considérer un scénario plus simple afin des tester l'impact de la pression de fluide sur la mise en place d'un écoulement pyroclastique dans le modèle à deux couches. Suite au scénario élaboré au chapitre 4, la pression de fluide interstitiel sera donc au premier ordre uniquement fixée à la source afin de constituer un écoulement dense initialement fluidisé. La masse injectée à la source contiendra une forte pression de fluide, qui diminuera au cours de la mise en place par l'étalement de l'écoulement et la diffusion de cette pression à travers le temps (c.f. chapitre 3). Une fluidisation totale de la source, c'est-à-dire une pression de fluide à la base de l'écoulement égale à la pression lithostatique, a été choisie afin de bien mettre en évidence l'effet de la pression sur la dynamique de l'écoulement dense.

Pour effectuer ces tests numériques, le cas de l'éruption du 25 juin 1997 de Soufrière Hills à Montserrat sera de nouveau utilisé, une partie des paramètres ayant déjà été contraints au chapitre 5. Les paramètres rhéologiques propres au comportement physique de type Coulomb fluidisé, à savoir les angles de frottements et le coefficient de diffusion, ainsi que les paramètres topographiques K et u_o sont en revanche à estimer. L'angle de frottement basal est fixé à 30°, valeur typique d'un matériau granulaire et l'angle de frottement interne est considérer comme nul (isotrope). Pour ce qui est du coefficient de diffusion, Roche (2012) indique qu'au vu des mesures effectuées sur un écoulement pyroclastique, ce coefficient est compris entre 10^2 et 10^{-4} $m^2\ s^{-1}$ environ. Afin de garder un maximum de pression de fluide dans l'écoulement au court de la mise en place, un cas extrême à $D = 10^{-6}$ $m^2\ s^{-1}$ a été considéré dans les simulations, ce qui reste proche des valeurs estimées dans la nature. Enfin, les paramètres topographiques K et u_o ont été estimés par essai-erreur en déterminant la simulation la plus réaliste, c'est-à-dire la simulation dont les paramètres morphologiques (surface, vitesse, épaisseur, volume et distance maximale, voir tableau 7.4) sont les plus proches des données de terrains. Tous ces paramètres sont regroupés dans le tableau 7.3. Ainsi, pour la meilleure simulation, la vitesse seuil est égale 2 $m\ s^{-1}$ et le coefficient K est égal à 10.5

Tableau 7.3: Paramètres utilisés pour la simulation de l'effondrement de dôme du 25 juin 1997, issus du chapitre 5. Seuls les paramètres estimés par essai-erreur, différents du tableau 7.1, ont été reportés.

Paramètres estimés par essai-erreur

	Symboles	***Coulomb fluidisé***
Masse volumique de mélange	ρ_m	50 $kg\ m^{-3}$
Coefficient de Voellmy	a_1	0.01
Coefficient résistif	a_2	0.025
Coefficient empirique	K	10.5
Vitesse seuil	u_o	2 $m\ s^{-1}$
Angle de frottement basal	φ_{bed}	30°
Angle de frottement interne	φ_{int}	0°
Coefficient de diffusion	D	10^{-6} $m^2\ s^{-1}$

4.2. Résultats des simulations

Coulomb fluidisé avec la loi à seuil

ρ_m	=	50 kg m^{-3}
a_1	=	0.01
a_2	=	0.025
K	=	10.5
u_0	=	2
φ_{bed}	=	30°
φ_{int}	=	0°
D	=	10^{-6} m^2 s^{-1}

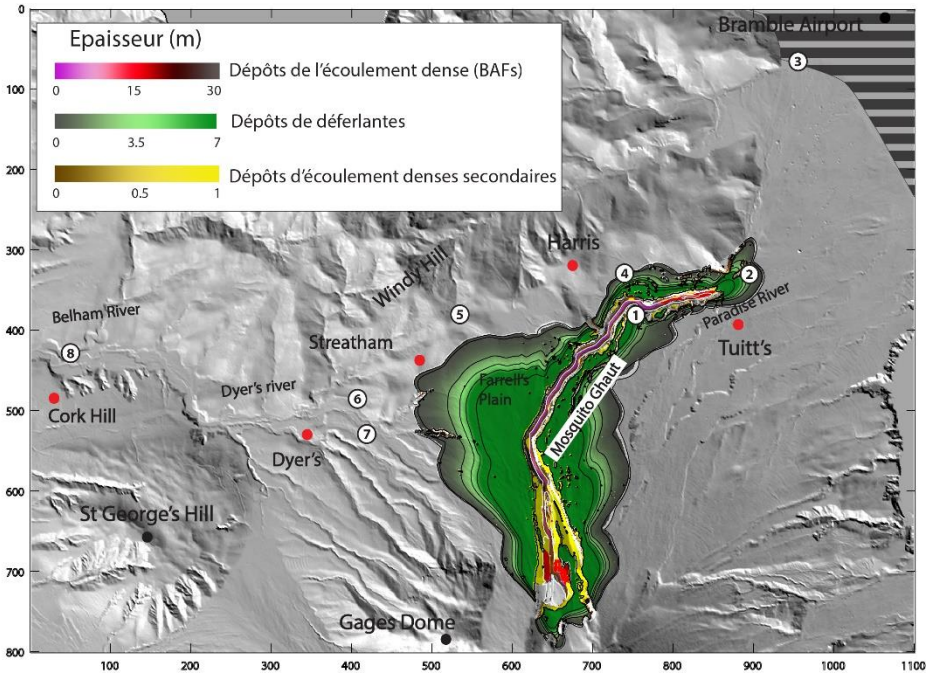


Figure 7.6 : Résultats de la simulation pour l'éruption du 25 juin 1997 pour une rhéologie de Coulomb initialement fluidisée à la source, et avec la loi à seuil. Les principaux paramètres sont compilés dans les tableaux sur la partie gauche.

Tableau 7.4: Comparaison quantitative entre les données de terrain (première ligne en italique pour chaque paramètre) et les résultats de la meilleure simulation pour le comportement de Coulomb fluidisé avec la loi à seuil Fig. 7.6. Les données de terrain sont extraites des études de Cole et al., (1998); Calder et al., (1999); Druitt et al.(2002a); Loughlin et al. (2002a, b).

		BAFs			Déferlante			SDPFs	
	Position de mesure	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**
Epaisseur des dépôts (m)	*Terrain*	*20*	*>20*	*1*	*0.5*	*0.2*	*0.05*	*0.5-1*	*0.5-1*
	Coulomb fluidisé	3	0	--	0.07	--	--	--	--
Vitesse moyenne (m/s)	*Terrain*	*22*	*20*	*8*	*20*	*37*	*15*	*10*	*1*
	Coulomb fluidisé	10	25	--	15	--	--	--	--
Etat final									
Distance maximale (km)	*Terrain*		*6.7*			*3.4*			*3*
	Coulomb fluidisé		6.7			1			--
Volume (10^6 m^3)	*Terrain*		*5.5*			*0.8*			*0.1*
	Coulomb fluidisé		4			1.4			1(0)
Surface (km²)	*Terrain*		*0.78*			*3.9*			*0.26*
	Coulomb fluidisé		0.8			2.3			0.3

Les résultats de la meilleure simulation obtenue pour les paramètres décrits précédemment sont présentés sur la figure 7.6. A nouveau, une comparaison quantitative effectuée pour huit positions de mesures est réalisée dans le tableau 7.4. Les résultats montrent que la simulation n'a pas aussi bien reproduit les écoulements pyroclastiques que pour le cas à rhéologie plastique. Les différences visibles entre les deux cas ne sont liées qu'à la modification de la rhéologie de l'écoulement dense dans la vallée de Mosquitos Ghaut. En effet, aucun paramètre physique concernant la déferlante n'a été modifié, au contraire, la production de déferlante est même plus conséquente dans le cas fluidisé.

L'écoulement dense a une dynamique assez différente de celle observée avec un comportement plastique, à cause de l'impact de la pression de fluide qui réduit les frottements. Dès lors que l'écoulement quitte la zone source, son étalement et la diffusion provoque sa défluidisation, c'est-à-dire une diminution de la pression de fluide. Les frottements, fonctions de cette pression (c.f. chapitre 3 et 4), augmentent progressivement au fur et à mesure que l'écoulement descend dans la vallée. Ainsi, sa vitesse est assez variable : elle est très forte proche de la source car l'écoulement conserve une forte pression de fluide (30 m s^{-1} jusqu'au virage) mais décélère très vite et atteint seulement 10 m s^{-1} au point n°1. En conséquence, la distance de parcours est réduite et l'écoulement est incapable de sortir de la vallée Paradise River et de s'étaler sur la plaine de Bramble. En plus d'une variation globale de pression, l'écoulement subit aussi des variations latérales au sein de la vallée car la défluidisation est fonction de l'épaisseur de l'écoulement. Ainsi, parce qu'ils sont plus fins, les bords de l'écoulement défluidisent plus vite que le centre et décélèrent rapidement. Seul le centre de l'écoulement reste fortement chargé en gaz et draine la masse vers le front. La répartition de la masse est donc moins homogène qu'avec une rhéologie plastique car dans ce cas fluidisé elle s'accumule majoritairement au front pour former un lobe d'une vingtaine de mètres d'épaisseur. Peu de dépôts d'écoulement dense sont visibles dans la vallée, seules les bordures ayant défluidisées forment une mince couche de 50 centimètres d'épaisseur au maximum.

La déferlante générée par cet écoulement dense a elle aussi une morphologie assez différente du cas à rhéologie plastique. La répartition des vitesses de l'écoulement dense le long de la vallée de Mosquito Ghaut étant différente, la répartition de la masse et la production de déferlante le sont aussi. Ainsi, la production se fait essentiellement sur les fortes pentes jusqu'à environ la moitié de la vallée de Mosquitos Ghaut. En conséquence, les dépôts de déferlante ont tendance à fortement s'accumuler sur ces pentes pour atteindre une épaisseur de 7 m autour

de la vallée, restant en place à cause d'un fort angle de frottement. L'extension de la déferlante est aussi largement réduite car bien que la production soit forte, seul le centre de l'écoulement dense dépasse la vitesse seuil de 2 m s^{-1}, les bords eux ont défluidisés (cf. chapitre 4). La surface de production de déferlante est assez faible ce qui ne permet pas une alimentation suffisante pour qu'elle parcourt une longue distance depuis sa zone d'émission. Dans la mesure où la vitesse de l'écoulement dense ralentit fortement dans la vallée, la déferlante n'est plus produite sur les faibles pentes et atteint difficilement le point de mesure n°4.

Les écoulements secondaires dérivés de la déferlante n'ont pas pu être reproduit lors de la simulation, du moins en ce qui concerne l'écoulement de la Dyer's River. Comme nous l'avons vu, avec un angle de frottement de 30° la déferlante ne peut pas se remobiliser sur des pentes inférieures à 30°. En conséquence, mis à part quelques légères déstabilisations sur des pentes localement fortes (zones à l'Ouest de Mosquitos Ghaut), les dépôts restent en place et aucun écoulement secondaire ne se forme. Les seuls écoulements secondaires visibles se sont formés proche de la source, où les pentes sont fortes (environ 30 à 35°). Ce processus de formation sera alors rediscuté dans la partie suivante.

V. Discussion générale

5.1. Réalisme de la loi à seuil et implications

Contrairement à la loi au cube utilisée dans le chapitre 5, la loi à seuil mise en évidence expérimentalement, est expliquée physiquement. Cependant, en utilisant des paramètres tout à fait réalistes, nous avons pu constater que ces deux lois sont en réalité assez similaires. En effet, lorsque l'on calcule ces deux lois dans un intervalle de vitesses réaliste pour un écoulement dense, entre 0 et 30 m s^{-1}, les résultats sont pratiquement identiques. Les résultats obtenus lors de la simulation d'un écoulement réel sont là encore fortement similaires, ce qui implique que la loi au cube peut être remplacée dans le modèle numérique par la loi à seuil pour la production des déferlantes. En conséquence, ces résultats tendent à montrer que le mécanisme d'incorporation d'air par l'écoulement dense liée à la rugosité de la topographie peut s'avérer tout à fait réaliste pour expliquer la formation des déferlantes à partir de l'écoulement dense. Il permet à la fois d'expliquer d'où provient la déferlante, comment l'incorporation d'air et l'élutriation transfèrent de la masse de l'écoulement dense vers la déferlante et pourquoi cette production est aussi sensible à la topographie et à la vitesse de l'écoulement dense (Ogburn et al., 2014). Enfin, il explique aussi comment l'écoulement dense peut se fluidiser. Nous reviendrons d'ailleurs sur ce mécanisme dans la partie suivante.

Néanmoins, cette loi à seuil nécessite l'estimation de nouveaux paramètres en lien avec la topographie qui sont la rugosité et la distance entre les obstacles. Ces paramètres topographiques ne sont pas connus tout au long des vallées et ne peuvent être déterminés que par des mesures sur le terrain, à travers l'épaisseur moyenne des blocs dans une vallée et la distance moyenne d'écartement par exemple. Ils ont une forte influence sur la loi à seuil et une estimation précise de leur valeur est essentielle afin de garantir une simulation réaliste. Il en va de même pour la vitesse seuil qui elle n'est pas facilement estimable. Nous avons vu qu'elle était elle aussi dépendante des paramètres topographiques, mais les expériences ont également montrés qu'elle dépendait de la taille des particules. Or les particules composant les écoulements pyroclastiques ont une granulométrie très variable, ce qui complique la détermination d'une valeur pour cette vitesse. Pour la suite, une meilleure estimation de ce paramètre sera nécessaire.

5.2. Implications du mécanisme d'incorporation d'air : l'apport de pression de fluide régulier

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 6, le mécanisme de formation par incorporation d'air par la topographie induit aussi une fluidisation de l'écoulement dense. Cette fluidisation est due à un apport régulier de pression de fluide dans l'écoulement par l'incorporation d'air à chaque obstacle. Cependant, limité par les connaissances actuelles, cette fluidisation soutenue de l'écoulement dense durant sa mise en place n'a pas pu être reproduite dans le modèle numérique, laissant la place à une fluidisation à la source uniquement, inspirée du scénario utilisé chapitre 4. La simulation n'a pas permis de reproduire convenablement les écoulements réels mais a cependant permis d'apporter des contraintes importantes sur la dynamique de l'écoulement dense. Les résultats montrent que, en utilisant un angle de frottement réaliste de 30°, si la pression de fluide est ajoutée uniquement à la source, l'écoulement ne peut pas conserver cette pression de fluide interstitiel suffisamment longtemps pour reproduire la dynamique de l'écoulement dense réel. L'exploration par essai-erreur pour déterminer la simulation la plus réaliste a montré que quel soit le coefficient de diffusion choisi, l'écoulement dense ne peut parcourir les 6.4 km jusqu'à Bramble avec une fluidisation à la source. Or dans l'équation de diffusion de la pression (Eq. 9 chapitre 3), seuls le coefficient de diffusion et l'épaisseur de l'écoulement peuvent varier. Si d'après les tests le coefficient de diffusion à un rôle secondaire, cela signifie que l'épaisseur de l'écoulement a, elle, une forte influence sur la défluidisation de l'écoulement dense. Plus l'écoulement est fin et plus il se défluidise

rapidement, ainsi l'amincissement de l'écoulement causé par son étalement provoque donc une accélération de la défluidisation. Cette conclusion avait déjà été en partie obtenue au chapitre 4 pour la formation de levée. Ainsi, avec cette rhéologie de Coulomb fluidisé, le seul moyen de maintenir une forte pression de fluide est un apport répété de pression durant la mise en place, venant contrebalancer la défluidisation due à l'amincissement de l'écoulement dense. Avec cet apport de pression régulier, l'écoulement dense serait capable de parcourir une plus grande distance et assurerait une production de déferlante tout le long de la vallée, tant que sa vitesse est supérieure à la vitesse seuil. C'est lorsqu'il s'étalerait sur la plaine que la défluidisation serait plus importante et que sa vitesse chuterait en dessous de la vitesse seuil. Il formerait alors probablement les structures en lobe et chenaux comme nous avons vu dans le chapitre 4, signe d'une défluidisation progressive du front. L'amélioration des connaissances sur ce mécanisme de fluidisation est donc nécessaire afin de pouvoir le tester numériquement.

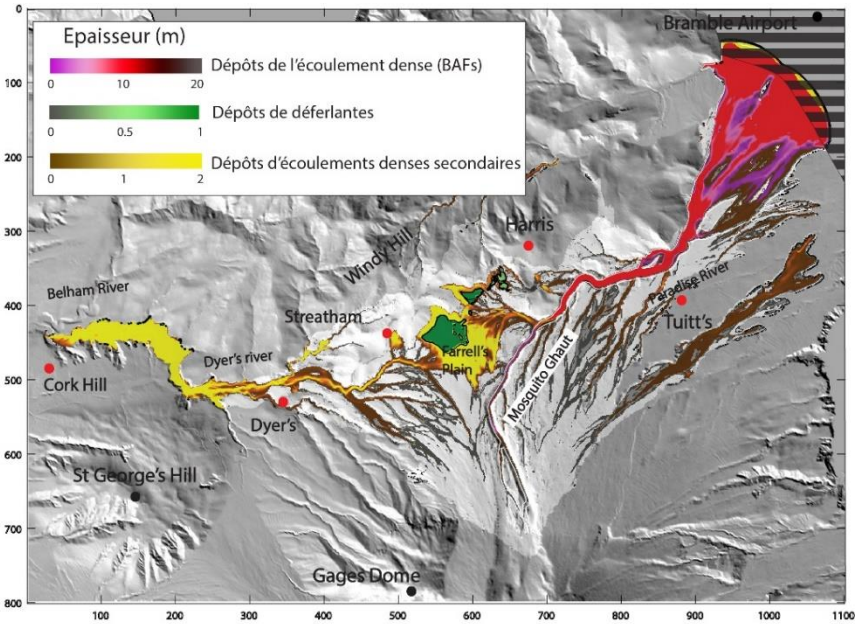
Une caractéristique intéressante de la rhéologie de Coulomb fluidisé est sa capacité à maintenir en place des dépôts de déferlante sur de fortes pentes tout en permettant à l'écoulement dense d'adopter une dynamique différente, ce qui n'est pas le cas pour la rhéologie Coulomb où les dépôts et l'écoulement dense ont la même rhéologie. En effet, au chapitre 5 nous avons constaté qu'il n'était pas possible de simuler des écoulements pyroclastiques avec un angle de frottement réaliste en utilisant une rhéologie de type Coulomb. L'angle de frottement doit être très bas (3°) afin de reproduire l'extension et la vitesse des écoulements réels, ce qui a pour conséquence un fort étalement des dépôts de déferlante qui ne peuvent rester en place sur toutes les pentes, comme on peut le voir sur la figure 7.7. Pour la rhéologie de Coulomb fluidisé, l'extension des dépôts de déferlantes est certes inférieure à celle des dépôts réels (la surface est environ divisée par 2 d'après le tableau 7.4), mais l'angle de frottement utilisé est cette-fois réaliste et justifiable physiquement. Ces résultats permettent donc de réconcilier le comportement de Coulomb avec les écoulements pyroclastiques, où la fluidisation de l'écoulement dense joue un rôle très important.

Les écoulements secondaires ne peuvent être reproduits si l'on utilise une rhéologie de type Coulomb initialement fluidisé. Nous avons dans le chapitre 5 toujours que la formation des SDPFs ne nécessitait pas forcément un processus physique particulier mais qu'elle résultait simplement d'une déstabilisation des dépôts de déferlante. Dans le cas de la rhéologie de Coulomb fluidisé, il semblerait qu'un autre processus soit cette fois-ci nécessaire afin de générer ces écoulements. Il est alors possible que le modèle de piégeage de gaz lors de la sédimentation, proposé par Calder et al. (1999) et Druitt et al. (2002), soit en accord avec ces

résultats. Si lors de la sédimentation une pression de fluide est créée dans les dépôts, leur angle de frottement est alors réduit, ce qui peut provoquer leur déstabilisation et donc leur remobilisation en écoulement secondaires. Mais là encore, les lois régissant ce processus hypothétique doivent être étudiées afin de pouvoir de nouveau le tester numériquement.

En résumé, le modèle numérique ne peut reproduire parfaitement les conditions de fluidisation mise en évidence expérimentalement, mais tend vers un modèle approché mimant le processus. Il montre que la fluidisation soutenue induite par le mécanisme d'incorporation d'air par la topographie permettrait d'expliquer de nombreuses caractéristiques dynamiques et rhéologiques des écoulements pyroclastiques.

Coulomb simple
(angle de frottement constant 3°)



Coulomb fluidisé
(angle de frottement variable en fonction de la pression, de 30° à 0°)

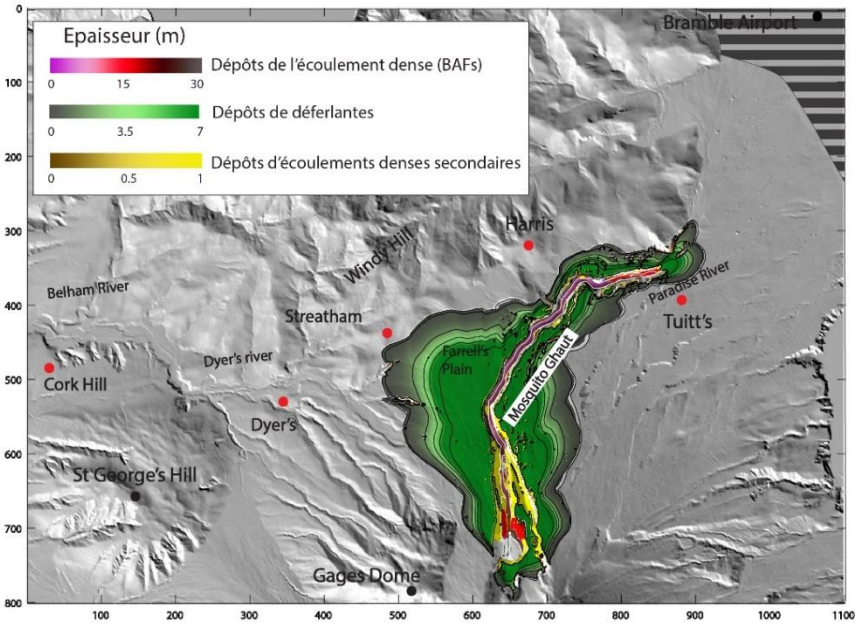


Figure 7.7 : Comparaison des résultats de simulation pour l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat avec en haut une rhéologie de Coulomb simple (réalisée au chapitre 5) et en bas avec la rhéologie de Coulomb fluidisé réalisée dans la partie précédente

CONCLUSION GENERALE

I. Synthèse des résultats

Le processus de formation des déferlantes pyroclastiques ainsi que les liens entre écoulements denses et déferlantes ont été étudiés par la combinaison d'une modélisation numérique et d'une modélisation expérimentale. La complémentarité de ces deux méthodes nous a permis d'étudier les processus physiques aussi bien à l'échelle des particules, où la modélisation expérimentale est la plus adaptée, qu'à l'échelle du volcan, où la modélisation numérique s'avère la plus appropriée. Les principaux résultats sont présentés selon deux axes : la formation des déferlantes, et la rhéologie des écoulements denses.

1.1. Formation des déferlantes

La principale problématique de cette thèse était la mise en évidence des mécanismes de formation des déferlantes à partir des écoulements pyroclastiques denses. L'exploration des différents mécanismes probables, menée au chapitre 6 par le biais d'un modèle expérimental, a permis d'établir un modèle cohérent de formation des déferlantes par incorporation d'air dans l'écoulement dense. Dans ce modèle, chaque obstacle topographique tel qu'un bloc ou une modification brutale de la topographie (e.g. un saut), provoque une dilation du lit et par conséquent une incorporation d'air dans l'écoulement pyroclastique dense. Cette phase de dilation est suivie par une phase de compaction durant laquelle l'air est expulsé de l'écoulement dense et transporte avec lui des particules fines pour former la déferlante pyroclastique. Par la mesure précise des caractéristiques des écoulements expérimentaux (vitesses, épaisseurs, concentrations), une loi de flux de masse de l'écoulement dense vers la déferlante a été déterminée, le flux étant fonction de la vitesse de l'écoulement dense et des caractéristiques de la topographie : rugosité et distance entre les obstacles. Le mécanisme identifié semble cohérent avec les observations de terrain et permet d'expliquer physiquement comment se créent les déferlantes.

Le modèle expérimental a permis de mettre en évidence une particularité importante de ce mécanisme de formation : il existerait une vitesse seuil de l'écoulement dense en-dessous de laquelle il ne peut pas engendrer de déferlante. Au-dessus de ce seuil, le flux de masse dépendrait de la vitesse de l'écoulement dense à la puissance 2.24. Les résultats des expériences

ont montré que cette vitesse seuil dépend des paramètres topographiques (rugosité et distance entre les obstacles, voir le chapitre 7) ainsi que des caractéristiques des particules elles-mêmes, notamment leurs tailles (chapitre 6). Les résultats du chapitre 7 indiquent que la loi à seuil obtenue est proche de la loi au cube précédemment utilisée pour modéliser la formation des déferlantes (Kelfoun et al., 2017) et que la simulation de l'effondrement du dôme de Soufrière Hills à Montserrat en 1997 avec cette loi à seuil donne des résultats très réalistes. Les similitudes entre les deux lois, dans la gamme de vitesses des écoulements naturels, expliquent pourquoi la loi au cube, bien que semi empirique, fut également efficace pour reproduire les déferlantes à Montserrat (chapitre 5), ainsi qu'au Merapi (Kelfoun et al., 2017). L'avantage de ces travaux, par rapport à la loi au cube, est qu'ils fournissent un début d'explication physique des processus mis en jeu. Le mécanisme d'incorporation d'air par la topographie, dévoilé par les expériences et compatible avec la simulation numérique de cas réels, est prometteuse pour l'évaluation des aléas.

1.2. Rhéologie des écoulements denses

Dans le chapitre 4, la modélisation numérique nous a permis d'étudier l'influence de la pression de fluide interstitiel sur la dynamique de mise en place de l'écoulement dense. Les résultats ont montré que la forte pression de fluide dans un écoulement initialement fluidisé pouvait augmenter la distance de parcours. De plus, la défluidisation de cet écoulement favorise la formation des morphologies terminales en levées et chenaux. D'après l'analyse des simulations, cette morphologie est liée à la variation de l'épaisseur de l'écoulement qui induit une variation de la vitesse de la défluidisation. Autrement dit, plus l'écoulement a une faible épaisseur plus il se défluidise vite. Les bordures se figent alors rapidement pour constituer un chenal. Cependant, au chapitre 7, nous avons constaté que cette rhéologie de Coulomb initialement fluidisée ne permet pas de reproduire la mise en place complète d'un écoulement dense sur une topographie réelle. Avec une fluidisation totale initiale, soit l'écoulement dense est trop fluide et s'échappe des vallées, soit il n'est pas assez fluidisé et ne s'écoule pas suffisamment loin. Une fluidisation initiale permet cependant de reproduire la mise en place des écoulements sur des distances de quelques centaines de mètres. Cela semble indiquer que l'écoulement dense doit se recharger en gaz durant sa mise en place pour entretenir sa fluidisation. Ceci est compatible avec l'ingestion d'air qui explique la formation des déferlantes. Même si ce mécanisme a été observé de façon qualitative dans les expériences (chapitre 6), aucune loi physique n'a encore été déterminée et il est actuellement impossible de le modéliser rigoureusement.

Nous avons également étudié plusieurs rhéologies de premier ordre, qui ne prennent pas en compte la fluidisation, pour la modélisation numérique des écoulements pyroclastiques denses. Les résultats des chapitres 4 et 5 ont montré que la rhéologie de Coulomb ne reproduit pas convenablement la dynamique de mis en place de ces écoulements, ni la formation des morphologies en lobe et chenal. Les meilleures simulations sont obtenues pour des angles de frottement très faibles, irréalistes. La rhéologie de Coulomb semble donc être trop simpliste pour simuler un écoulement dense. En revanche, les simulations utilisant une rhéologie de Coulomb avec un angle de frottement variable ont montré de meilleurs résultats, notamment avec un angle de frottement fonction de la vitesse (loi $\mu(u)$). Cependant, aux vues des résultats obtenus aux chapitres 4, 5 et 7, la rhéologie plastique semble être la plus réaliste pour la reproduction au premier ordre de la dynamique de l'écoulement dense. Bien que son fondement physique ne soit pas expliqué, elle reproduit assez fidèlement l'écoulement de blocs et cendres de l'éruption de 1997 à Montserrat étudié au chapitre 5, ainsi que la formation de la déferlante et des écoulements secondaires. En attente d'une meilleure description de la physique des écoulements pyroclastiques denses, cette rhéologie semble donc la plus adaptée à la simulation et garantit une production de déferlantes fidèle au processus réel.

II. Perspectives

2.1. Dynamique des écoulements pyroclastiques

Cette thèse a apporté d'importantes contraintes sur la dynamique des écoulements pyroclastiques, mais de nombreuses questions se posent encore. Pour la formation des déferlantes, le mécanisme proposé d'incorporation d'air par la topographie donne un début d'explication à la formation des déferlantes, mais sa quantification demande encore des précisions. En effet, la loi à seuil déterminée expérimentalement comporte des paramètres empiriques inconnus. Il est donc nécessaire de poursuivre la quantification du transfert de masse entre la déferlante et l'écoulement dense. Il serait intéressant de répliquer les expériences de mesure du flux de masse avec des particules de tailles différentes pour mieux contraindre l'influence de ce paramètre sur le transfert de masse. Il serait aussi intéressant de mesurer plus précisément l'influence de la température sur ce transfert de masse.

Ce modèle de formation des déferlantes par l'incorporation d'air a été extrapolé depuis les résultats du modèle expérimental. Pour prouver la robustesse de cette extrapolation, il serait

donc intéressant de modifier le dispositif actuel ou d'en reconstruire un nouveau pour se placer dans les conditions du mécanisme d'incorporation d'air par une topographie rugueuse. Dans ce cas, le lit granulaire compact ne serait pas vibré verticalement mais libéré sur une pente composée d'obstacles dont la taille est à l'échelle de ceux d'une topographie réelle. La formation d'un écoulement dilué par élutriation à travers l'écoulement dense serait alors observable. Les variables ne seraient pas la fréquence et l'amplitude de vibration, mais bien la vitesse de l'écoulement granulaire, tout comme dans la loi à seuil. Il s'agirait alors de mesurer quelle quantité de masse est transmise à la partie diluée en fonction de la vitesse de l'écoulement granulaire et des paramètres topographiques (rugosité et distance entre les obstacles). La vitesse de l'écoulement peut être modifiée par la pente de la topographie. En lien avec ce mécanisme, il serait aussi intéressant d'étudier plus précisément les zones de compaction et de dilation avant et après un obstacle. Cela permettrait aussi d'apporter une meilleure contrainte à la loi de flux de masse. Ce type de mesures peut être réalisé en positionnant des capteurs de pression le long de cet obstacle.

2.2. Rhéologie des écoulements denses

Cette étude apporte de nombreuses contraintes sur la rhéologie des écoulements denses mais elle n'aboutit pas à un modèle rhéologique complet et plusieurs contradictions persistes. Nous avons vu qu'il est actuellement plus efficace d'utiliser une rhéologie de premier ordre plutôt que la rhéologie de Coulomb fluidisée, pourtant plus prometteuse. La rhéologie frictionnelle (Coulomb non fluidisée), facile à justifier d'un point de vu physique, ne semble pas compatible avec la mise en place des écoulements pyroclastiques naturels. La rhéologie à frottement variable μ(u) doit être étudiée plus en détails car nous avons vu que, par certains aspects, elle donne des résultats similaires aux écoulements naturels, comme la genèse d'écoulements secondaires. La rhéologie plastique semble la mieux adaptée à la simulation des écoulements denses, mais elle n'est pas expliquée physiquement. Il serait donc intéressant de continuer l'étude sur la rhéologie de ces écoulements puisque nous l'avons vu elle a un fort contrôle sur la production des déferlantes. Il serait notamment important de mieux expliquer les différences de comportement d'un écoulement granulaire à l'échelle du grain et à l'échelle d'un volcan.

L'étude de la rhéologie de Coulomb fluidisé semble prioritaire car elle paraît être la plus susceptible de reproduire la dynamique des écoulements naturels aux vues des résultats du chapitre 7 avec un modèle physiquement robuste. Le problème de cette rhéologie est qu'elle nécessite de mettre en équations l'ingestion d'air dans l'écoulement dense au cours de sa mise

en place. Actuellement, ces équations ne sont pas connues. Il s'avère donc nécessaire de quantifier le mécanisme de fluidisation du lit granulaire lors du passage d'un obstacle, et déterminer de quels paramètres physiques ce mécanisme dépend. L'étude pourrait débuter par la mesure de la pression de fluide interstitiel dans un mélange granulaire en modifiant le dispositif développé dans cette thèse en y ajoutant des capteurs de pression. Il sera alors possible de décrire précisément le processus physique, avant une réadaptation pour la mesure de la pression dans un écoulement. L'objectif serait alors de déterminer une loi gouvernant l'apport de la pression de fluide dans l'écoulement dense, en fonction de la vitesse de cet écoulement et des paramètres topographiques. Ainsi, les progrès pour la simulation d'un écoulement dense avec une rhéologie de Coulomb fluidisé seraient importants puisque le scénario de la fluidisation soutenue au cours de la mise en place pourrait être testé.

2.3. Prévention des risques associés

Le modèle numérique VolcFlow s'est révélé être un outil très performant pour l'étude de la formation des déferlantes et de la rhéologie des écoulements denses. Il a fidèlement reproduit l'éruption du 25 juin 1997 à Montserrat, tout comme ce fut le cas pour l'éruption du 5 Novembre 2010 au Merapi. Nous avons pu alors constater que les valeurs obtenues par essai-erreur pour les paramètres empiriques sont relativement proches entre les deux simulations. La répétition de cet exercice de simulation permet d'élaborer des gammes de valeurs de plus en plus restreintes pour ces paramètres empiriques et donc de mieux les contraindre. Il serait alors intéressant de tester de nouveau le code sur d'autres cibles pour préciser encore ces gammes de valeurs. Cela permet d'augmenter la précision et le réalisme des simulations représentant des atouts non négligeables dans l'évaluation des risques naturels.

Au niveau de la prédiction des écoulements pyroclastiques, il semblerait donc que les écoulements secondaires issus de la remobilisation des dépôts de déferlantes soient à considérer dans l'évaluation des risques naturels. Dans toutes les simulations réalisées ils apparaissent, même si leur extension ne permet pas de les observer sur le terrain. L'intégration de cet aléa particulier augmente la précision des scénarios de crise, et améliore leur réalisme. Il faudrait également étudier systématiquement sur le terrain les traces de ces écoulements secondaires, conséquents et fréquents d'après les simulations. La recherche et la caractérisation de ces écoulements secondaires doit être plus importantes dans les éruptions à venir de manière à augmenter le nombre de cibles possibles pour effectuer des simulations.

Comme nous l'avons vu pour ces écoulements secondaires mais aussi pour les déferlantes, le contrôle topographique joue un rôle majeur sur la mise en place des écoulements pyroclastiques de faibles volumes. Il est donc nécessaire de bien connaître la topographie avant une éruption de manière à identifier les zones susceptibles de générer des variations importantes dans la dynamique des écoulements comme un fort virage par exemple (détachement et augmentation de la production de déferlante) ou la topographie sommitale. Cela implique donc une mise à jour fréquente des relevés topographiques afin de garantir un modèle numérique de terrain le plus à jour possible. L'observation des conditions source est également prioritaire : type de source, position de la source, débit, volume total, etc. Les modèles prouvent que les conditions sources ont une influence majeure sur la dynamique des écoulements, comme nous l'avons vu au chapitre 5. Il est donc important de déployer une surveillance continue et détaillée de tous les systèmes volcaniques susceptibles d'engendrer des écoulements pyroclastiques. En connaissant les conditions sources d'une éruption, cela permet de réaliser des cartes d'aléas précises assez rapidement car la détermination des paramètres a été anticipée.

Références bibliographiques

A

Abdurachman, E. K., Bourdier, J. L., & Voight, B. (2000). Nuées ardentes of 22 November 1994 at Merapi volcano, Java, Indonesia. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *100*(1–4), 345–361. http://doi.org/10.1016/S0377-0273(00)00144-X

Allen, J. R. L. (1982). *Sedimentary Structures : Their character and physical basis Volume I*. Elsevier. Retrieved from http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0070457109062128

Allen, J. R. L. (1985). *Principles of Physical Sedimentology*. (J. R. L. Allen, Ed.). Boston, MA: Springer US. http://doi.org/-

Allen, J. R. L. (1980). Sand waves: A model of origin and internal structure. *Sedimentary Geology*, *26*(4), 281–328. http://doi.org/10.1016/0037-0738(80)90022-6

Andrews, B. J. (2014). Dispersal and air entrainment in unconfined dilute pyroclastic density currents. *Bulletin of Volcanology*, *76*(9), 1–14. http://doi.org/10.1007/s00445-014-0852-4

Andrews, B. J., & Gardner, J. E. (2009). Turbulent dynamics of the 18 May 1980 Mount St. Helens eruption column. *Geology*, *37*(10), 895–898. http://doi.org/10.1130/G30168A.1

Andrews, B. J., & Manga, M. (2011). Effects of topography on pyroclastic density current runout and formation of coignimbrites. *Geology*, *39*(12), 1099–1102. http://doi.org/10.1130/G32226.1

Andrews, B. J., & Manga, M. (2012). Experimental study of turbulence, sedimentation, and coignimbrite mass partitioning in dilute pyroclastic density currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *225–226*, 30–44. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.02.011

Annen, C., & Wagner, J.-J. (2003). The Impact of Volcanic Eruptions During the 1990s. *Natural Hazards Review*, *4*(4), 169–175. http://doi.org/10.1061/(ASCE)1527-6988(2003)4:4(169)

B

Bagnold, R. A. (1954). Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *225*, 49–63.

Bareschino, P., Gravina, T., Lirer, L., Marzocchella, A., Petrosino, P., & Salatino, P. (2007). Fluidization and de-aeration of pyroclastic mixtures: The influence of fines content, polydispersity and shear flow. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *164*(4), 284–292. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2007.05.013

Battaglia, M. (1993). On Pyroclastic Flow Emplacement. *Journal of Geophysical Research*, *98272*(10), 269–22. http://doi.org/10.1029/93JB02059

Belousov, A., Voight, B., & Belousova, M. (2007). Directed blasts and blast-generated pyroclastic density currents: a comparison of the Bezymianny 1956, Mount St Helens 1980, and Soufrière Hills, Montserrat 1997 eruptions and deposits. *Bulletin of Volcanology*, *69*(7), 701–740. http://doi.org/10.1007/s00445-006-0109-y

Benage, M. C., Dufek, J., & Mothes, P. A. (2016). Quantifying entrainment in pyroclastic density currents from the Tungurahua eruption, Ecuador: Integrating field proxies with numerical simulations. *Geophysical Research Letters*, *43*(13), 6932–6941. http://doi.org/10.1002/2016GL069527

Benjamin, T. B. (1968). Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid. Mech.*, *31*(02), 209–248. http://doi.org/10.1017/S0022112068000133

Bernard, J., & Le Pennec, J. (2016). The milling factory : Componentry-dependent fragmentation and fines production in pyroclastic flows. *Geology*, *44*(11), 907–910. http://doi.org/10.1130/G38198.1

Blong, R. J. (1986). Volcanic Hazards. A Sourcebook on the Effects of Eruptions. *Disasters*, *10*(3), 238–240. http://doi.org/10.1111/j.1467-7717.1986.tb00595.x

Bonnecaze, R. T., Huppert, H. E., & Lister, J. R. (1993). Particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, *250*, 339–369.

Boudon, G., & Lajoie, J. (1989). The 1902 Peleean deposits in the Fort Cemetery of St . Pierre , Martinique : a model for the accumulation of turbulent nuees ardentes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *38*(1–2), 113–129. http://doi.org/10.1016/0377-0273(89)90033-4

Boudon, G., Camus, G., Gourgaud, A., & Lajoie, J. (1993). The 1984 nuée-ardente deposits of Merapi volcano, Central Java, Indonesia: stratigraphy, textural characteristics, and transport mechanisms. *Bulletin of Volcanology*, *55*(5), 327–342. http://doi.org/10.1007/BF00301144

Boudon, G., Balcone-Boissard, H., Villemant, B., & Morgan, D. J. (2015). What factors control superficial lava dome explosivity? *Scientific Reports*, *5*, 14551. http://doi.org/10.1038/srep14551

Boudon, G., Le Friant, A., Komorowski, J.-C., Deplus, C., & Semet, M. P. (2007). Volcano flank instability in the Lesser Antilles Arc: Diversity of scale, processes, and temporal recurrence. *Journal of Geophysical Research*, *112*(B8), B08205. http://doi.org/10.1029/2006JB004674

Bourdier, J. L., Boudon, G., & Gourgaud, A. (1989). Stratigraphy of the 1920 and 1929 nuée-ardente deposits, Mt. Pelée, Martinique. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *38*, 77–96.

Bourdier, J. L., & Abdurachman, E. (2001). Decoupling of small-volume pyroclastic flows and related hazards at Merapi volcano, Indonesia. *Bulletin of Volcanology*, *63*(5), 309–325. http://doi.org/10.1007/s004450100133

Brand, B. D., Mackaman-lo, C., Pollock, N. M., Bendaña, S., Dawson, B., & Wichgers, P. (2014). Dynamics of pyroclastic density currents : Conditions that promote substrate erosion and self-channelization — Mount St Helens, Washington (USA). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *276*, 189–214. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.01.007

Branney, M. J., & Kokelaar, P. (1992). A reappraisal of ignimbrite emplacement: progressive aggradation and changes from particulate to non-particulate flow during emplacement of high-grade ignimbrite. *Bulletin of Volcanology*, *54*(6), 504–520. http://doi.org/10.1007/BF00301396

Branney, M. J., & Kokelaar, P. (2002). *Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites*. *Geological Society Memoir No. 27*. http://doi.org/10.1086/427850

Breard, E. C. P., Lube, G., Jones, J. R., Dufek, J., Cronin, S. J., Valentine, G. A., & Moebis, A. (2016). Coupling of turbulent and non-turbulent flow regimes within pyroclastic density currents. *Nature Geoscience*, *9*(10), 767–771. http://doi.org/10.1038/ngeo2794

Breard, E. C. P., & Lube, G. (2017). Inside pyroclastic density currents – uncovering the enigmatic flow structure and transport behaviour in large-scale experiments. *Earth and Planetary Science Letters*, *458*, 22–36. http://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.10.016

Breard, E. C. P., Dufek, J., & Lube, G. (2018). Enhanced Mobility in Concentrated Pyroclastic Density Currents: An Examination of a Self-Fluidization Mechanism. *Geophysical Research Letters*, *45*(2), 654–664. http://doi.org/10.1002/2017GL075759

Britter, R. E., & Simpson, J. E. (1978). Experiments on the dynamics of a gravity current head. *Journal of Fluid Mechanics*, *88*(2), 223–240. http://doi.org/10.1017/S0022112078002074

Brown, R. J., & D. M. Andrews, G. (2015). *Deposits of Pyroclastic Density Currents*. *The Encyclopedia of Volcanoes* (Second Edi). Elsevier Inc. http://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00036-5

Buckee, C., Kneller, B. C., & Peakall, J. (2001). Turbulence structure in steady, solute-driven gravity currents. In *Particulate Gravity Currents* (Vol. 31, pp. 173–187). Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd. http://doi.org/10.1002/9781444304275.ch13

Burgisser, A., & Bergantz, G. W. (2002). Reconciling pyroclastic flow and surge: The multiphase physics of pyroclastic density currents. *Earth and Planetary Science Letters*, *202*, 405–418. http://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00789-6

Burgisser, A., Bergantz, G. W., & Breidenthal, R. E. (2005). Addressing complexity in laboratory experiments : the scaling of dilute multiphase flows in magmatic systems. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *141*, 245–265. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2004.11.001

Burgisser, A. (2012). A semi-empirical method to calculate the permeability of homogeneously fluidized pyroclastic material. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *243–244*, 97–106. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.08.015

Bursik, M. I., & Woods, A. W. (1996). The dynamics and thermodynamics of large ash flows. *Bulletin of Volcanology*, *58*, 175–193.

Butterfield, G. R. (1998). Transitional behaviour of saltation: wind tunnel observations of unsteady winds. *Journal of Arid Environments*, *39*(3), 377–394.

C

Cafiero, G., & Woods, A. W. (2016). Experiments on mixing in wakes in shallow water. *Journal of Fluid Mechanics*, *804*, 351–369. http://doi.org/10.1017/jfm.2016.505

Calder, E. S., Cole, P. D., Dade, W. B., Druitt, T. H., Hoblitt, R. P., Huppert, H. E., … Young, S. R. (1999). Mobility of pyroclastic flows and surges at the Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters*, *26*(5), 537–540. http://doi.org/10.1029/1999GL900051

Calder, E. S., Lavallée, Y., Kendrick, J. E., & Bernstein, M. (2015). Lava Dome Eruptions. *The Encyclopedia of Volcanoes*, 343–362. http://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00018-3

Cantagrel, J. M., & Baubron, J. C. (1983). Chronologie des éruptions dans le massif volcanique des Monts Dore (méthode potassium-argon). Implications volcanologiques. *Géologie de La France*, *2*(1–2), 123–142.

Cantero, M. I., Cantelli, A., Pirmez, C., Balachandar, S., Mohrig, D., Hickson, T. A., … Parker, G. (2012). Emplacement of massive turbidites linked to extinction of turbulence in turbidity currents. *Nature Geoscience*, *5*(1), 42–45. http://doi.org/10.1038/ngeo1320

Carazzo, G., & Jellinek, A. M. (2013). Particle sedimentation and diffusive convection in volcanic ash-clouds. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *118*(4), 1420–1437. http://doi.org/10.1002/jgrb.50155

Cardenas Quiroga, E. A., Porras Rodriguez, P., & Morales Martin, L. Y. (2013). Using volcflow software to simulate pyroclastic flows from the cerro machín volcano, tolima, colombia. *UNIVERSIDAD MILITAR NUEVA GRANADA*, 157–172.

Carey, S. N. (1991). Transport and Deposition of Tephra By Pyroclastic Flows and Surges. In *Sedimentation in Volcanic Settings* (pp. 39–57). SEPM (Society for Sedimentary Geology). http://doi.org/10.2110/pec.91.45.0039

Carey, S. N., Sigurdsson, H., & Sparks, R. S. J. (1988). Experimental studies of particle-laden plumes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *93*(B12), 15314–15328. http://doi.org/10.1029/JB093iB12p15314

Carn, S., Watts, R., Thompson, G., & Norton, G. (2004). Anatomy of a lava dome collapse: the 20 March 2000 event at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters*, *131*(13), 241–264. http://doi.org/10.1029/2002GL014863

Carslaw, H. S., Jaeger, J. C., & Feshbach, H. (1962). Conduction of Heat in Solids. *Physics Today*, *15*(11), 74–76. http://doi.org/10.1063/1.3057871

Cas, R. A. F., & Wright, J. V. (1987). *Volcanic successions: Modern and Ancient - A geological approach to processes, products and successions*. *Chapman and Hall, UK*. Springer Netherland. http://doi.org/10.1007/978-0-412-44640-5

Caudron, C., Taisne, B., Garcès, M., Le Pichon, A., & Mialle, P. (2015). On the use of remote infrasound and seismic stations to constrain the eruptive sequence and intensity for the 2014 Kelud eruption. *Geophysical Research Letters*, n/a-n/a. http://doi.org/10.1002/2015GL064885

Charbonnier, S. J., & Gertisser, R. (2008). Field observations and surface characteristics of pristine block-and-ash flow deposits from the 2006 eruption of Merapi Volcano, Java, Indonesia. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *177*(4), 971–982. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.07.008

Charbonnier, S. J., & Gertisser, R. (2011). Deposit architecture and dynamics of the 2006 block-and-ash flows of Merapi Volcano, Java, Indonesia. *Sedimentology*, *58*(6), 1573–1612. http://doi.org/10.1111/j.1365-3091.2011.01226.x

Charbonnier, S. J., & Gertisser, R. (2012). Evaluation of geophysical mass flow models using the 2006 block-and-ash flows of Merapi Volcano, Java, Indonesia: Towards a short-term hazard assessment tool. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *231–232*, 87–108. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.02.015

Charbonnier, S. J., Germa, A., Connor, C. B., Gertisser, R., Preece, K., Komorowski, J. C., … Connor, L. (2013). Evaluation of the impact of the 2010 pyroclastic density currents at Merapi volcano from high-resolution satellite imagery, field investigations and numerical simulations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *261*, 295–315. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.12.021

Chédeville-Monzo, C. (2016). *Mécanismes d'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques : approche expérimentale*. Université Blaise Pascal.

Chédeville-Monzo, C., & Roche, O. (2014). Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 1764–1776. http://doi.org/10.1002/2013JB010554.

Chédeville-Monzo, C., & Roche, O. (2018). Autofluidization of collapsing bed of fine particles: Implications for the emplacement of pyroclastic flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *368*, 91–99. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.11.007

Choux, C., & Druitt, T. (2002). Analogue study of particle segregation in pyroclastic density currents, with implications for the emplacement mechanisms of large ignimbrites. *Sedimentology*, *49*(5), 907–928. http://doi.org/10.1046/j.1365-3091.2002.00481.x

Choux, C., Druitt, T., & Thomas, N. (2004). Stratification and particle segregation in flowing polydisperse suspensions, with applications to the transport and sedimentation of pyroclastic density currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *138*(3–4), 223–241. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2004.07.004

Choux, C. M. A., Baas, J. H., McCaffrey, W. D., & Haughton, P. D. W. (2005). Comparison of spatio-temporal evolution of experimental particulate gravity flows at two different initial concentrations, based on velocity, grain size and density data. *Sedimentary Geology*, *179*(1–2), 49–69. http://doi.org/10.1016/j.sedgeo.2005.04.010

Cole, P. D., Calder, E. S., Druitt, T. H., Hoblitt, R., Robertson, R., & Sparks, R. S. J. (1998). Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996-97 lava dome of Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters*, *25*(18), 3425–3428.

Cole, P. D., Guest, J. E., Duncan, A. M., & Pacheco, J. M. (2001). Capelinhos 1957-1958, Faial, Azores: Deposits formed by an emergent surtseyan eruption. *Bulletin of Volcanology*, *63*(2–3), 204–220. http://doi.org/10.1007/s004450100136

Cole, P. D., Calder, E. S., Sparks, R. S. J., Clarke, A. B., Druitt, T. H., Young, S. R., … Norton, G. E. (2002). Deposits from dome-collapse and fountain-collapse pyroclastic flows at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 231–262. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.11

Cole, P. D., Fernandez, E., Duarte, E., & Duncan, A. M. (2005). Explosive activity and generation mechanisms of pyroclastic flows at Arenal volcano, Costa Rica between 1987 and 2001. *Bulletin of Volcanology*, *67*(8), 695–716. http://doi.org/10.1007/s00445-004-0402-6

Cole, P. D., Neri, A., & Baxter, P. J. (2015). *Hazards from Pyroclastic Density Currents*. *The Encyclopedia of Volcanoes* (Second Edi). Elsevier Inc. http://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00054-7

Costard, F., Séjourné, A., Kelfoun, K., Clifford, S., Lavigne, F., Di Pietro, I., & Bouley, S. (2017). Modeling tsunami propagation and the emplacement of thumbprint terrain in an early Mars ocean. *Journal of Geophysical Research: Planets*, *122*(3), 633–649. http://doi.org/10.1002/2016JE005230

Coulomb, C. A. (1776). Mémoires de Mathématique et de Physique Présentés à l'Académie Royale des Sciences, par Divers Savans, et Ius dans les Assemblées. *Académie Royale Des Sciences, Paris*.

Criswell, C. W. (1987). Chronology and pyroclastic stratigraphy of the May 18, 1980, Eruption of Mount St. Helens, Washington. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *92*(B10), 10237–10266. http://doi.org/10.1029/JB092iB10p10237

Cronin, S. J., Lube, G., Dayudi, D. S., Sumarti, S., Subrandiyo, S., & Surono. (2013). Insights into the October–November 2010 Gunung Merapi eruption (Central Java, Indonesia) from the stratigraphy, volume and characteristics of its pyroclastic deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *261*(November 2010), 244–259. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.01.005

D

Dade, W. B., & Huppert, H. E. (1995a). A box model for non-entraining, suspension-driven gravity surges on horizontal surfaces. *Sedimentology*, *42*(3), 453–470. http://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1995.tb00384.x

Dade, W. B., & Huppert, H. E. (1995b). Runout and fine-sediment deposits of axisymmetric turbidity currents. *Journal of Geophysical Research*, *100*(C9), 18597. http://doi.org/10.1029/95JC01917

Dade, W. B., & Huppert, H. E. (1996). Emplacement of the Taupo ignimbrite by a dilute turbulent flow. *Nature*, *381*(6582), 509–512. http://doi.org/10.1038/381509a0

Dade, W. B., & Huppert, H. E. (1998). Long-runout rockfalls. *Geology*, *26*(9), 803–806. http://doi.org/10.1130/0091-7613(1998)026<0803:LRR>2.3.CO

Dartevelle, S. (2004a). Numerical modeling of geophysical granular flows: 1. A comprehensive approach to granular rheologies and geophysical multiphase flows. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *5*(8). http://doi.org/10.1029/2003GC000636

Dartevelle, S., Rose, W. I., Stix, J., Kelfoun, K., & Vallance, J. W. (2004b). Numerical modeling of geophysical granular flows: 2. Computer simulations of plinian clouds and pyroclastic flows and surges. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *5*(8), 1–36. http://doi.org/10.1029/2003GC000637

Del Bello, E., Taddeucci, J., de' Michieli Vitturi, M., Scarlato, P., Andronico, D., Scollo, S., … Ricci, T. (2017). Effect of particle volume fraction on the settling velocity of volcanic ash particles: insights from joint experimental and numerical simulations. *Scientific Reports*, *7*(October 2016), 39620. http://doi.org/10.1038/srep39620

Delannay, R., Valance, A., Mangeney, A., Roche, O., & Richard, P. (2017). Granular and particle-laden flows: from laboratory experiments to field observations. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *50*(5), 053001. http://doi.org/10.1088/1361-6463/50/5/053001

Dellino, P., Mele, D., Bonasia, R., Braia, G., La Volpe, L., & Sulpizio, R. (2005). The analysis of the influence of pumice shape on its terminal velocity. *Geophysical Research Letters*, *32*(21), 1–4. http://doi.org/10.1029/2005GL023954

Dellino, P., Büttner, R., Dioguardi, F., Doronzo, D. M., La Volpe, L., Mele, D., … Zimanowski, B. (2010). Experimental evidence links volcanic particle characteristics to pyroclastic flow hazard. *Earth and Planetary Science Letters*, *295*(1–2), 314–320. http://doi.org/10.1016/j.epsl.2010.04.022

Denlinger, R. P. (1987). A Model for Generation of Ash Clouds by Pyroclastic Flows , With Application to the 1980 Eruptions at Mount St . Helens , Washington. *Journal of Geophysical Research*, *92*, 284–298.

Dingman, & S.L. (1983, January 1). Fluvial hydrology. W.H. Freeman and Company,New York, NY. Retrieved from https://www.osti.gov/biblio/7061580

Dobran, F., Neri, A., & Macedonio, G. (1993). Numerical simulation of collapsing volcanic columns. *Journal of Geophysical Research*, *98*(B3), 4231–4259. http://doi.org/10.1029/92JB02409

Dong, Z., Liu, X., Wang, H., Zhao, A., & Wang, X. (2002). The flux profile of a blowing sand cloud : a wind tunnel investigation. *Geomorphology*, *49*, 219–230.

Doronzo, D. M., & Dellino, P. (2010). A fluid dynamic model of volcaniclastic turbidity currents based on the similarity with the lower part of dilute pyroclastic density currents : Evaluation of the ash dispersal from ash turbidites. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *191*(3–4), 193–204. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2010.01.017

Doronzo, D. M., Valentine, G. A., Dellino, P., & de Tullio, M. D. (2010). Numerical analysis of the effect of topography on deposition from dilute pyroclastic density currents. *Earth and Planetary Science Letters*, *300*(1–2), 164–173. http://doi.org/10.1016/j.epsl.2010.10.003

Doronzo, D. M., Martí, J., Dellino, P., Giordano, G., & Sulpizio, R. (2016). Dust storms, volcanic ash hurricanes, and turbidity currents: physical similarities and differences with emphasis on flow temperature. *Arabian Journal of Geosciences*, *9*(4). http://doi.org/10.1007/s12517-016-2351-8

Douady, S., Fauve, S., & Laroche, C. (1989). Subharmonic Instabilities and Defects in a Granular Layer under Vertical Vibrations. *Europhysics Letters (EPL)*, *8*(7), 621–627. http://doi.org/10.1209/0295-5075/8/7/007

Douillet, G. A., Rasmussen, K. R., Kueppers, U., Lo Castro, D., Merrison, J. P., Iversen, J. J., & Dingwell, D. B. (2014). Saltation threshold for pyroclasts at various bedslopes: Wind tunnel measurements. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *278–279*, 14–24. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.03.011

Doyle, E. E., Hogg, A. J., Mader, H. M., & Sparks, R. S. J. (2008). Modeling dense pyroclastic basal flows from collapsing columns. *Geophysical Research Letters*, *35*(4), L04305. http://doi.org/10.1029/2007GL032585

Doyle, E. E., Hogg, a. J., Mader, H. M., & Sparks, R. S. J. (2010). A two-layer model for the evolution and propagation of dense and dilute regions of pyroclastic currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *190*(3–4), 365–378. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2009.12.004

Druitt, T. H. (1992). Emplacement of the 18 May 1980 lateral blast deposit ENE of Mount St. Helens, Washington. *Bulletin of Volcanology*, *54*(7), 554–572. http://doi.org/10.1007/BF00569940

Druitt, T. H. (1995). Settling behaviour of concentrated dispersions and some volcanological applications. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *65*(1–2), 27–39. http://doi.org/10.1016/0377-0273(94)00090-4

Druitt, T. H. (1998). Pyroclastic density currents. *Geological Society, London, Special Publications*, *145*(1), 145–182. http://doi.org/10.1144/GSL.SP.1996.145.01.08

Druitt, T. H., & Sparks, R. S. J. (1984). On the formation of calderas during ignimbrite eruptions. *Nature*, *310*(5979), 679–681. http://doi.org/10.1038/310679a0

Druitt, T. H., Edwards, L., Mellors, R. M., Pyle, D. M., Sparks, R. S. J., Lanphere, M., … Barreiro, B. (1999). Santorini volcano. *Geological Society Memoirs*, *19*(September), 165 p.

Druitt, T. H., Calder, E. S., Cole, P. D., Hoblitt, R. P., Loughlin, S. C., Norton, G. E., … Voight, B. (2002a). Small-volume, highly mobile pyroclastic flows formed by rapid sedimentation from pyroclastic surges at Soufriere Hills Volcano, Montserrat: an important volcanic hazard. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 263–279. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.12

Druitt, T. H., Young, S. R., Baptie, B., Bonadonna, C., Calder, E. S., Clarke, a. B., … Voight, B. (2002b). Episodes of cyclic Vulcanian explosive activity with fountain collapse at Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(January), 281–306. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.13

Druitt, T., Bruni, G., Lettieri, P., & Yates, J. (2004). The fluidization behaviour of ignimbrite at high temperature and with mechanical agitation. *Geophysical Research Letters*, *31*(August 2003), 1–5. http://doi.org/10.1029/2003GL018593

Druitt, T. H., Avard, G., Bruni, G., Lettieri, P., & Maez, F. (2007). Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures. *Bulletin of Volcanology*, *69*(8), 881–901. http://doi.org/10.1007/s00445-007-0116-7

Dufek, J. (2016). The Fluid Mechanics of Pyroclastic Density Currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, *48*, 459–485. http://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122414-034252

Dufek, J., & Bergantz, G. W. (2007a). Dynamics and deposits generated by the Kos Plateau Tuff eruption: Controls of basal particle loss on pyroclastic flow transport. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *8*(12). http://doi.org/10.1029/2007GC001741

Dufek, J., & Bergantz, G. W. (2007b). Suspended load and bed-load transport of particle-laden gravity currents: The role of particle-bed interaction. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, *21*(2), 119–145. http://doi.org/10.1007/s00162-007-0041-6

Dufek, J., & Manga, M. (2008). In situ production of ash in pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *113*(9), B09207. http://doi.org/10.1029/2007JB005555

Dufek, J., Wexler, J., & Manga, M. (2009). Transport capacity of pyroclastic density currents: Experiments and models of substrate-flow interaction. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *114*(11), 1–13. http://doi.org/10.1029/2008JB006216

Dufek, J., Manga, M., & Patel, A. (2012). Granular disruption during explosive volcanic eruptions. *Nature Geoscience*, *5*(8), 561–564. http://doi.org/10.1038/ngeo1524

Dufek, J., Esposti Ongaro, T., & Roche, O. (2015). *Pyroclastic Density Currents*. *The Encyclopedia of Volcanoes* (Second Edi). Elsevier Inc. http://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00035-3

E

Eames, I., & Gilbertson, M. (2000). Aerated granular flow over a horizontal rigid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, *424*, 169–195. http://doi.org/10.1017/S0022112000001920

Einstein, A. (1956). On the Motion of Small Particles Suspended in a Stationary Liquid, as Required by the Molecular Kinetic Theory of Heat. *Annalen Der Physik*, *322*, 549–560. http://doi.org/10.1002/andp.19053220806

Elsworth, D., & Voight, B. (2001). The mechanics of harmonic gas pressurization and failure of lava domes. *Geophysical Journal International*, *145*(1), 187–198. http://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2001.00370.x

Espín Bedón, P., Almeida, S., Mothes, P. A., Vasconez, F. J., & Ramon, P. (2017). Mapa preliminar de amenazas por lahares primarios para la zona oriental del volcán cayambe. *Jornadas En Ciencas de La Tierra*.

Esposti Ongaro, T., Cavazzoni, C., Erbacci, G., Neri, A., & Salvetti, M. V. (2007). A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions. *Parallel Computing*, *33*(7–8), 541–560. http://doi.org/10.1016/j.parco.2007.04.003

Esposti Ongaro, T., Neri, A., Menconi, G., de'Michieli Vitturi, M., Marianelli, P., Cavazzoni, C., … Baxter, P. J. (2008a). Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *178*(3), 378–396. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.06.036

Esposti Ongaro, T., Clarke, A. B., Neri, A., Voight, B., & Widiwijayanti, C. (2008b). Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat , West Indies. *Journal of Geophysical Research*, *113*(December 2007), 1–29. http://doi.org/10.1029/2006JB004898

Esposti Ongaro, T., Clarke, A. B., Voight, B., Neri, A., & Widiwijayanti, C. (2012). Multiphase flow dynamics of pyroclastic density currents during the May 18 , 1980 lateral blast of Mount St . Helens. *Jornal of Geophysical Research*, *117*(May), 1–22. http://doi.org/10.1029/2011JB009081

Ettinger, S., Mothes, P., Paris, R., & Schilling, S. (2007). The 1877 lahar deposits on the eastern flank of Cotopaxi volcano. *Géomorphologie: Relief, Processus, Environnement*, *3*, 271–280.

F

Fagents, S. A. (2013). *Modeling Volcanic Processes*. (T. K. P. Gregg & R. M. C. Lopes, Eds.)*Modeling Volcanic Processes: The Physics and Mathematics of Volcanism*. Cambridge: Cambridge University Press. http://doi.org/10.1017/CBO9781139021562

Farin, M., Mangeney, A., & Roche, O. (2014). Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition, and erosion processes at high slope angles: Insights from laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *119*(3), 504–532. http://doi.org/10.1002/2013JF002750

Félix, G., & Thomas, N. (2004). Relation between dry granular flow regimes and morphology of deposits: Formation of levées in pyroclastic deposits. *Earth and Planetary Science Letters*, *221*(1–4), 197–213. http://doi.org/10.1016/S0012-821X(04)00111-6

Fisher, R. V. (1966). Mechanism of deposition from pyroclastic flows. *American Journal of Science*. http://doi.org/10.2475/ajs.264.5.350

Fisher, R. V. (1979). Models for pyroclastic surges a nd pyroclastic flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *6*, 305–318.

Fisher, R. V. (1995). Decoupling of pyroclastic currents : hazards assessments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *66*, 257–263.

Fisher, R. V., Smith, A. L., & Roobol, M. J. (1980). Destruction of St. Pierre, Martinique, by ash-cloud surges, May 8 and 20, 1902. *Geology*, *8*(10), 472. http://doi.org/10.1130/0091-7613(1980)8<472

Fisher, R. V, & Heiken, G. (1982). Mt. Pelée, Martinique: May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *13*, 339–371. http://doi.org/10.1016/0377-0273(83)90132-4

Fisher, R. V., & Schmincke, H. U. (1985). Pyroclastic Rocks. *Geological Magazine*, *122*(2), 216. http://doi.org/10.1017/S0016756800031332

Forterre, Y., & Pouliquen, O. (2008). Flows of Dense Granular Media. *Annual Review of Fluid Mechanics*, *40*(1), 1–24. http://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102142

Francis, P. W., & Rothery, D. A. (1987). Using the Landsat Thematic Mapper to detect and monitor active volcanoes: an example from Lascar volcano, northern Chile. *Geology*, *15*(7), 614–617. http://doi.org/10.1130/0091-7613(1987)15<614:UTLTMT>2.0.CO;2

Freundt, A. (1998). The formation of high-grade ignimbrites, I: Experiments on high- and low-concentration transport systems containing sticky particles. *Bulletin of Volcanology*, *59*(6), 414–435. http://doi.org/10.1007/s004450050201

Freundt, A. (1999). Formation of high-grade ignimbrites Part II. A pyroclastic suspension current model with implications also for low-grade ignimbrites. *Bulletin of Volcanology*, *60*(7), 545–567. http://doi.org/10.1007/s004450050251

Freundt, A., & Schmincke, H.-U. (1986). Emplacement of small-volume pyroclastic flows at Laacher See (East-Eifel, Germany). *Bulletin of Volcanology*, *48*(1), 39–59. http://doi.org/10.1007/BF01073512

Fujii, T., & Nakada, S. (1999). The 15 September 1991 pyroclastic flows at Unzen Volcano (Japan): A flow model for associated ash-cloud surges. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *89*(1–4), 159–172. http://doi.org/10.1016/S0377-0273(98)00130-9

G

Gardeweg, M. C., Sparks, R. S. J., & Matthews, S. J. (1998). Evolution of Lascar Volcano, Northern Chile. *Journal of the Geological Society*, *155*(1), 89–104. http://doi.org/10.1144/gsjgs.155.1.0089

Gardner, J. E., Andrews, B. J., & Dennen, R. (2017). Liftoff of the 18 May 1980 surge of Mount St. Helens (USA) and the deposits left behind. *Bulletin of Volcanology*, *79*(1), 1–12. http://doi.org/10.1007/s00445-016-1095-3

G.D.R Midi, Groupement De Recherche Milieux Divisées,. (2004). On dense granular flows. *The European Physical Journal. E, Soft Matter*, *14*(4), 341–65. http://doi.org/10.1140/epje/i2003-10153-0

Geldart, D. (1973). Types of gas fluidization. *Powder Technology*, *7*(5), 285–292. http://doi.org/10.1016/0032-5910(73)80037-3

Gertisser, R., Charbonnier, S. J., Keller, J., & Quidelleur, X. (2012). The geological evolution of Merapi volcano, Central Java, Indonesia. *Bulletin of Volcanology*, *74*(5), 1213–1233. http://doi.org/10.1007/s00445-012-0591-3

Giachetti, T., Paris, R., Kelfoun, K., & Pérez-Torrado, F. J. (2011). Numerical modelling of the tsunami triggered by the Gumar debris avalanche, Tenerife (Canary Islands): Comparison with field-based data. *Marine Geology*, *284*(1–4), 189–202. http://doi.org/10.1016/j.margeo.2011.03.018

Giachetti, T., Paris, R., Kelfoun, K., & Ontowirjo, B. (2012). Tsunami hazard related to a flank collapse of Anak Krakatau Volcano, Sunda Strait, Indonesia. *Geological Society, London, Special Publications*, *361*(1), 79–90. http://doi.org/10.1144/SP361.7

Gilbertson, M. ., Jessop, D. ., & Hogg, A. . (2008). The effects of gas flow on granular currents. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *366*(1873), 2191–2203. http://doi.org/10.1098/rsta.2007.0021

Gillette, D. (1978). A wind tunnel simulation of the erosion of soil: Effect of soil texture, sandblasting, wind speed, and soil consolidation on dust production. *Atmospheric Environment (1967)*, *12*(8), 1735–1743. http://doi.org/10.1016/0004-6981(78)90322-0

Girolami, L., Druitt, T. H., Roche, O., & Khrabrykh, Z. (2008). Propagation and hindered settling of laboratory ash flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *113*(2), 1–13. http://doi.org/10.1029/2007JB005074

Girolami, L., Roche, O., Druitt, T. H., & Corpetti, T. (2010). Particle velocity fields and depositional processes in laboratory ash flows, with implications for the sedimentation of dense pyroclastic flows. *Bulletin of Volcanology*, *72*(6), 747–759. http://doi.org/10.1007/s00445-010-0356-9

Girolami, L., Druitt, T. H., & Roche, O. (2015). Towards a quantitative understanding of pyroclastic flows: Effects of expansion on the dynamics of laboratory fluidized granular flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *296*, 31–39. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2015.03.008

Gorshkov, G. S. (1959). Gigantic eruption of the volcano bezymianny. *Bulletin Volcanologique*, *20*(1), 77–109. http://doi.org/10.1007/BF02596572

Gray, J. M. N. T., & Edwards, A. N. (2014). A depth-averaged -rheology for shallow granular free-surface flows. *Journal of Fluid Mechanics*, *755*(4), 503–534. http://doi.org/10.1017/jfm.2014.450

Griffiths, J. S., Fookes, P. G., Goudie, A. S., & Stokes, M. (2012). Chapter 3 Processes and landforms in deserts. *Geological Society, London, Engineering Geology Special Publications*, *25*(1), 33–95. http://doi.org/10.1144/EGSP25.03

Gunawan, H., Surono, X., Budianto, A., Kristianto, X., Prambada, O., McCausland, W., … Iguchi, M. (2017). Overview of the eruptions of Sinabung eruption, 2010 and 2013-present and details of the 2013 phreatomagmatic phase. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2017.08.005

Gutman, R. G. (1976). Vibrated beds of powders part I: a theoretical model for the vibrated bed. *Chemical Engineering Research and Design*, *54a*.

H

Hallworth, M. A., & Huppert, H. E. (1998). Abrupt transitions in high-concentration, particle-driven gravity currents. *Physics of Fluids*, *10*(5), 1083–1087.

Harford, C. L., Pringle, M. S., Sparks, R. S. J., & Young, S. R. (2002). The volcanic evolution of Montserrat using 40 Ar/ 39 Ar geochronology. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 93–113. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.05

Heim, A. (1932). *Bergsturz und menschenleben*. Fretz & Wasmuth.

Heinrich, P., Boudon, G., Komorowski, J. C., Sparks, R. S. J., Herd, R., Voight, B., & Voighp, B. (2001). Numerical simulation of the December 1997 debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *Geophysical Research Letters*, *28*(13), 2529–2532.

Helens, S., & Fisher, R. V. (1990). Geological Society of America Bulletin Transport and deposition of a pyroclastic surge across an area of high relief : The. *Geological Society Of America Bulletin*, (May 1980), 1038–1054. http://doi.org/10.1130/0016-7606(1990)102<1038

Hendrasto, M., Budianto, A., Triastuty, H., Haerani, N., Basuki, A., Suparman, Y., … Yoshimoto, M. (2012). Evaluation of Volcanic Activity at Sinabung Volcano, After More Than 400 Years of Quiet. *Journal of Disaster Research*, *7*(1), 37–47.

Herd, R. A., Edmonds, M., & Bass, V. A. (2005). Catastrophic lava dome failure at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, 12-13 July 2003. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *148*(3–4), 234–252. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2005.05.003

Hobblit Miller, C. D., and Vallance, J. W., R. P. (1981). Origin and stratigraphy of the deposit produced by the may 18 directed blast. In P. Lipman & D. Mullineaux (Eds.), *The 1980 Eruption of Mount St Helens, Washington* (US Geologi, Vol. 1250, pp. 401–419).

Hogg, A. J., Hallworth, M. A., & Huppert, H. E. (2005). On gravity currents driven by constant fluxes of saline and particle-laden fluid in the presence of a uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, *539*, 349–385. http://doi.org/10.1017/S002211200500546X

Huppert, H. E. (2006). Gravity currents: A personal perspective. *Journal of Fluid Mechanics*, *554*, 299–322. http://doi.org/10.1017/S002211200600930X

Huppert, H. E., & Simpson, J. E. (1980). The slumping of gravity (density) currents. *Journal of Fluid Mechanics*, *99*(4), 785–799.

I

Iguchi, M., Surono, Nishimura, T., Hendrasto, M., Rosadi, U., Ohkura, T., … Hokanishi, N. (2012). Methods for eruption prediction and hazard evaluation at Indonesian volcanoes. *Journal of Disaster Research*, *7*(1), 26–36.

Ionescu, I. R., Mangeney, A., Bouchut, F., & Roche, O. (2015). Viscoplastic modeling of granular column collapse with pressure-dependent rheology. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, *219*, 1–18. http://doi.org/10.1016/j.jnnfm.2015.02.006

Iversen, J. D., & Rasmussen, K. R. (1994). The effect of surface slope on Saltation threshold. *Sedimentology*, *41*(1975), 721–728. http://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1994.tb01419.x

Iverson, R. M. (1997). The physics of debris flows. *Reviews of Geophysics*, *35*(3), 245. http://doi.org/10.1029/97RG00426

Iverson, R. M., Schilling, S. P., & Vallance, J. W. (1998). Objective delineation of lahar-inundation hazard zones. *Geological Society of America Bulletin*, *110*(8), 972–984.

Iverson, R. M., & Denlinger, R. P. (2001). Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geophysical Research*, *106*(B1), 537–552.

Iverson, R. M., & Vallance, J. W. (2001). New views of granular mass flows. *Geology*, *29*(2), 115–118. http://doi.org/10.1130/0091-7613(2001)029<0115:NVOGMF>2.0.CO

Iverson, R. M., Logan, M., LaHusen, R. G., & Berti, M. (2010). The perfect debris flow? Aggregated results from 28 large-scale experiments. *Journal of Geophysical Research*, *115*(F3), F03005. http://doi.org/10.1029/2009JF001514

Iverson, R. M., & George, D. L. (2014). A depth-averaged debris-flow model that includes the effects of evolving dilatancy. II. Numerical predictions and experimental tests. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *470*(2170), 20130820–20130820. http://doi.org/10.1098/rspa.2013.0820

J

Jenkins, S., Komorowski, J. C., Baxter, P. J., Spence, R., Picquout, A., Lavigne, F., & Surono. (2013). The Merapi 2010 eruption: An interdisciplinary impact assessment methodology for studying pyroclastic density current dynamics. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *261*, 316–329. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.02.012

Jessop, D. E., Kelfoun, K., Labazuy, P., Mangeney, A., Roche, O., Tillier, J.-L., … Thibault, G. (2012). LiDAR derived morphology of the 1993 Lascar pyroclastic flow deposits, and implication for flow dynamics and rheology. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *245–246*, 81–97. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.06.030

Johnson, C. G., Kokelaar, B. P., Iverson, R. M., Logan, M., Lahusen, R. G., & Gray, J. M. N. T. (2012). Grain-size segregation and levee formation in geophysical mass flows. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *117*(1), 1–23. http://doi.org/10.1029/2011JF002185

Jop, P., Forterre, Y., & Pouliquen, O. (2006). A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, *441*(7094), 727–730. http://doi.org/10.1038/nature04801

K

Kang, L., Guo, L., Gu, Z., & Liu, D. (2008). Wind tunnel experimental investigation of sand velocity in aeolian sand transport. *Geomorphology*, *97*, 438–450. http://doi.org/10.1016/j.geomorph.2007.08.018

Kelfoun, K. (2011). Suitability of simple rheological laws for the numerical simulation of dense pyroclastic flows and long-runout volcanic avalanches. *Journal of Geophysical Research*, *116*(8), 1–14. http://doi.org/10.1029/2010JB007622

Kelfoun, K. (2017). A two-layer depth-averaged model for both the dilute and the concentrated parts of pyroclastic currents. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, *122*, 1–19. http://doi.org/10.1002/2017JB014013

Kelfoun, K., Legros, F., & Gourgaud, A. (2000). A statistical study of trees damaged by the 22 November 1994 eruption of Merapi volcano (Java, Indonesia): Relationships between ash-cloud surges and block-and-ash flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *100*(1–4), 379–393. http://doi.org/10.1016/S0377-0273(00)00147-5

Kelfoun, K., & Druitt, T. H. (2005). Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *110*(12), 1–13. http://doi.org/10.1029/2005JB003758

Kelfoun, K., Samaniego, P., Palacios, P., & Barba, D. (2009). Testing the suitability of frictional behaviour for pyroclastic flow simulation by comparison with a well-constrained eruption at Tungurahua volcano (Ecuador). *Bulletin of Volcanology*, *71*(9), 1057–1075. http://doi.org/10.1007/s00445-009-0286-6

Kelfoun, K., Giachetti, T., & Labazuy, P. (2010). Landslide-generated tsunamis at Réunion Island. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *115*(4), 1–17. http://doi.org/10.1029/2009JF001381

Kelfoun, K., & Vallejo Vargas, S. (2015). VolcFlow capabilities and potential development for the simulation of lava flows. *Geological Society, London, Special Publications*, SP426.8-. http://doi.org/10.1144/SP426.8

Kelfoun, K., Gueugneau, V., Komorowski, J.-C., Cholik, N., & Merciecca, C. (2017). Simulation of block-and-ash flows and ash-cloud surges of the 2010 eruption of Merapi volcano with a two-layer model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, *122*, 1–16. http://doi.org/10.1002/2017JB013981

Kieffer, S. W. (1981a). Blast dynamics at Mount St Helens on 18 May 1980. *Nature*, *291*(5816), 568–570. http://doi.org/10.1038/291568a0

Kieffer, S. (1981b). Fluid dynamics of the May 18 blast at Mount St. Helens. In *The 1980 Eruptions of Mount St. Helens. Washington.* (pp. 379–400).

Kieffer, S. W., & Sturtevant, B. (1988). Erosional furrows formed during the lateral blast at Mount St. Helens, May 18, 1980. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *93*(B12), 14793–14816. http://doi.org/10.1029/JB093iB12p14793

King, P. J., Lopez-Alcaraz, P., Pacheco-Martinez, H. A., Clement, C. P., Smith, A. J., & Swift, M. R. (2007). Instabilities in vertically vibrated fluid-grain systems. *The European Physical Journal E*, *22*(3), 219–226. http://doi.org/10.1140/epje/e2007-00001-6

Kneller, B. C., & Branney, M. J. (1995). Sustained high-density turbidity currents and the deposition. *Sedimentology*, *42*, 607–616.

Kneller, B., & Buckee, C. (2000). The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology*, *47*, 62–94. http://doi.org/10.1046/j.1365-3091.2000.047s1062.x

Kokelaar, B. P. P. (2002). Setting, chronology and consequences of the eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat (1995-1999). *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 1–43. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.02

Kokelaar, B. P., Graham, R. L., Gray, J. M. N. T., & Vallance, J. W. (2013). Fine-grained linings of leveed channels facilitate runout of granular flows. *Earth and Planetary Science Letters*, *385*, 172–180. http://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.10.043

Komorowski, J. C., Legendre, Y., Christopher, T., Bernstein, M., Stewart, R., Joseph, E., … Bass, V. (2010). Insights into processes and deposits of hazardous vulcanian explosions at Soufrière Hills Volcano during 2008 and 2009 (Montserrat, West Indies). *Geophysical Research Letters*, *37*(11), 1–6. http://doi.org/10.1029/2010GL042558

Komorowski, J. C., Jenkins, S., Baxter, P. J., Picquout, A., Lavigne, F., Charbonnier, S., … Surono. (2013). Paroxysmal dome explosion during the Merapi 2010 eruption: Processes and facies relationships of associated high-energy pyroclastic density currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *261*(November 2010), 260–294. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.01.007

L

Lacroix, A. (1904). *La Montagne Pelée et ses éruptions*. Masson.

Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A., & Vilotte, J. P. (2004). Spreading of a granular mass on a horizontal plane. *Physics of Fluids*, *16*(7), 2371–2381. http://doi.org/10.1063/1.1736611

Lajeunesse, E., Monnier, J. B., & Homsy, G. M. (2005). Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of Fluids*, *17*(10), 1–16. http://doi.org/10.1063/1.2087687

Lajoie, J., Boudon, G., & Bourdier, J. (1989). Depositional mechanics of the 1902 pyroclastic nuee-ardente deposits of Mr . Pelee , Martinique. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *38*, 131–142.

le Roux, J. P. (1992). Settling velocity of spheres: a new approach. *Sedimentary Geology*, *81*(1–2), 11–16. http://doi.org/10.1016/0037-0738(92)90053-T

Leibrandt, S., & Le Pennec, J. L. (2015). Towards fast and routine analyses of volcanic ash morphometry for eruption surveillance applications. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *297*, 11–27. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2015.03.014

Levy, C., Mangeney, A., Bonilla, F., Hibert, C., Calder, E. S., & Smith, P. J. (2015). Friction weakening in granular flows deduced from seismic records at the Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Journal of Geophysical Research B: Solid Earth*, *120*(11), 7536–7557. http://doi.org/10.1002/2015JB012151

Liang, Y., Price, J. D., Wark, D. a., & Watson, E. B. (2001). Nonlinear pressure diffusion in a porous medium: Approximate solutions with applications to permeability measurements using transient pulse decay method. *Journal of Geophysical Research*, *106*(B1), 529. http://doi.org/10.1029/2000JB900344

Liffman, K., Muniandy, K., Rhodes, M., Gutteridge, D., & Metcalfe, G. (2001). A segregation mechanism in a vertically shaken bed. *Granular Matter*, *3*, 205–214.

Lipman, P. W., & Mullineaux, D. R. (1981). *The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington* (Geological). US Government Printing Office.

Loughlin, S. C., Baxter, P. J., Aspinall, W. P., Darroux, B., Harford, C. L., & Miller, A. D. (2002a). Eyewitness accounts of the 25 June 1997 pyroclastic flows and surges at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, and implications for disaster mitigation. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(Septembre 1996), 211–233.

Loughlin, S. C., Calder, E. S., Clarke, A., Cole, P. D., Luckett, R., Mangan, M. T., … Watts, R. B. (2002b). Pyroclastic flows and surges generated by the 25 June 1997 dome collapse, Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 191–209. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.09

Lowe, D. R., Williams, S. N., Leigh, H., Connor, C. B., Gemmell, J. B., & Stoiber, R. E. (1986). Lahars initiated by the 13 November 1985 eruption of Nevadon del Ruiz, Colombia. *Nature*, *324*, 51–53.

Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., & Hallworth, M. A. (2004). Axisymmetric collapses of granular columns. *Journal of Fluid Mechanics*, *508*(508), 175–199. http://doi.org/10.1017/S0022112004009036

Lube, G., Cronin, S. J., Platz, T., Freundt, A., Procter, J. N., Henderson, C., & Sheridan, M. F. (2007). Flow and deposition of pyroclastic granular flows: A type example from the 1975 Ngauruhoe eruption, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *161*(3), 165–186. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2006.12.003

Lube, G., Cronin, S. J., Thouret, J. C., & Surono, S. (2011). Kinematic characteristics of pyroclastic density currents at merapi and controls on their avulsion from natural and engineered channels. *Bulletin of the Geological Society of America*, *123*(5), 1127–1140. http://doi.org/10.1130/B30244.1

Lube, G., Breard, E. C. P., Cronin, S. J., & Jones, J. (2015). Journal of Geophysical Research : Solid Earth. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *120*, 1–16. http://doi.org/10.1002/2014JB011666.Received

Lucas, A., Mangeney, A., & Ampuero, J. P. (2014). Frictional velocity-weakening in landslides on Earth and on other planetary bodies. *Nature Communications*, *5*, 1–9. http://doi.org/10.1038/ncomms4417

M

Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., & Watson, M. (2016). *Volcanic Ash: Hazard Observation*. Elsevier. http://doi.org/10.1016/B978-0-08-100405-0.00017-3

Macorps, E., Charbonnier, S. J., Varley, N. R., Capra, L., Atlas, Z., & Cabré, J. (2018). Stratigraphy, sedimentology and inferred flow dynamics from the July 2015 block-and-ash flow deposits at Volcán de Colima, Mexico. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *349*(July 2015), 99–116. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2017.09.025

Malin, M. C., & Sheridan, M. F. (1982). Computer-assisted mapping of pyroclastic surges. *Science*, *217*(4560), 637–640. http://doi.org/10.1126/science.217.4560.637

Mangeney-Castelnau, A., Vilotte, J. P., Bristeau, M. O., Perthame, B., Bouchut, F., Simeoni, C., & Yerneni, S. (2003). Numerical modeling of avalanches based on Saint-Venant equations using a kinetic scheme. *J. Geophys. Res.*, *108*, 2527. http://doi.org/10.1029/2002JB002024

Mangeney-Castelnau, A., Bouchut, F., Vilotte, J. P., Lajeunesse, E., Aubertin, A., & Pirulli, M. (2005). On the use of Saint Venant equations to simulate the spreading of a granular mass. *Journal of Geophysical Research B: Solid Earth*, *110*(9), 1–17. http://doi.org/10.1029/2004JB003161

Mangeney, A., Bouchut, F., Thomas, N., Vilotte, J. P., & Bristeau, M. O. (2007). Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee-channel deposits. *Journal of Geophysical Research*, *112*(F2), F02017. http://doi.org/10.1029/2006JF000469

Mangeney, A., Roche, O., Hungr, O., Mangold, N., Faccanoni, G., & Lucas, A. (2010). Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *115*(3), 1–21. http://doi.org/10.1029/2009JF001462

Matthews, S. J., Gardeweg, M. C., & Sparks, R. S. J. (1997). The 1984 to 1996 cyclic activity of Lascar Volcano, northern Chile: Cycles of dome growth, dome subsidence, degassing and explosive eruptions. *Bulletin of Volcanology*, *59*(1), 72–82. http://doi.org/10.1007/s004450050176

McTaggart, K. C. (1960). The Mobility of Nuées Ardentes. *American Journal of Science*. http://doi.org/0.2475/ajs.258.5.369

Metcalfe, G., Tennakoon, S. G. K., Kondic, L., Schaeffer, D. G., & Behringer, R. P. (2002). Granular friction, Coulomb failure, and the fluid-solid transition for horizontally shaken granular materials. *Physical Review E*, *65*(3), 031302. http://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.031302

Middleton, G. V. (1966). Experiments on density and turbidity currents: I. Motion of the head. *Canadian Journal of Earth Sciences*, *3*(4), 523–546. http://doi.org/10.1139/e66-038

Middleton, G. (1993). Sediment Deposition from Turbidity Currents. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *21*(1), 89–114. http://doi.org/10.1146/annurev.earth.21.1.89

Middleton, G. V., & Southard, J. B. (1984). Mechanics of Sediment Movement. *SEPM Short Course Notes*, *3*(3), 401.

Montserrat, S., Tamburrino, a., Roche, O., & Niño, Y. (2012). Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *117*(2), 1–15. http://doi.org/10.1029/2011JF002164

Montserrat, S., Tamburrino, a., Roche, O., Niño, Y., & Ihle, C. F. (2016). Enhanced run-out of dam-break granular flows caused by initial fluidization and initial material expansion. *Granular Matter*. http://doi.org/10.1007/s10035-016-0604-6

Mothes, P. a., Hall, M. L., & Janda, R. J. (1998). The enormous Chillos Valley Lahar: an ash-flow-generated debris flow from Cotopaxi Volcano, Ecuador. *Bulletin of Volcanology*, *59*(4), 233–244. http://doi.org/10.1007/s004450050188

Mulder, T., & Alexander, J. (2001). The physical character of subaqueous sedimentary density flows and their deposits. *Sedimentology*, *48*(2), 269–299. http://doi.org/10.1046/j.1365-3091.2001.00360.x

N

Nairn, I. a., & Self, S. (1978). Explosive eruptions and pyroclastic avalanches from Ngauruhoe in February 1975. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *3*(1–2), 39–60. http://doi.org/10.1016/0377-0273(78)90003-3

Nakada, S., & Fujii, T. (1993). Preliminary report on the activity at Unzen Volcano (Japan), November 1990-November 1991: Dacite lava domes and pyroclastic flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *54*(3–4), 319–333. http://doi.org/10.1016/0377-0273(93)90070-8

Nakada, S., Zaennudin, A., Yoshimoto, M., Maeno, F., Suzuki, Y., Hokanishi, N., … Triastuty, H. (2017). Growth process of the lava dome/flow complex at Sinabung Volcano during 2013-2016. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2017.06.012

Neri, A., Esposti Ongaro, T., Macedonio, G., & Gidaspow, D. (2003). Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *108*(B4), 2202. http://doi.org/10.1029/2001JB000508

Neri, A., Esposti Ongaro, T., Menconi, G., Vitturi, M. D. M., Cavazzoni, C., Erbacci, G., & Baxter, P. J. (2007). 4D simulation of explosive eruption dynamics at Vesuvius. *Geophysical Research Letters*, *34*(4), 1–7. http://doi.org/10.1029/2006GL028597

Neri, A., Esposti Ongaro, T., Voight, B., & Widiwijayanti, C. (2015). Pyroclastic Density Current Hazards and Risk. In *Volcanic Hazards, Risks and Disasters* (pp. 109–140). Elsevier. http://doi.org/10.1016/B978-0-12-396453-3.00005-8

Nickling, W. G., & Neuman, C. M. (1997). Wind tunnel evaluation of a wedge-shaped aeolian sediment trap. *Geomorphology*, *18*(3–4), 333–345.

Nielsen, P. (1993). Turbulence Effects on the Settling of Suspended Particles. *Journal of Sedimentary Research*, *Vol. 63*(5), 835–838. http://doi.org/10.1306/D4267C1C-2B26-11D7-8648000102C1865D

Nomikou, P., Druitt, T. H., Hübscher, C., Mather, T. A., Paulatto, M., Kalnins, L. M., … Parks, M. M. (2016). Post-eruptive flooding of Santorini caldera and implications for tsunami generation. *Nature Communications*, *7*. http://doi.org/10.1038/ncomms13332

O

Ogburn, S. E. (2013). FlowDat: VHub Mass Flow Database.

Ogburn, S. E., Calder, E. S., Cole, P. D., & Stinton, A. J. (2014). The effect of topography on ash-cloud surge generation and propagation. *Geological Society, London, Memoirs*, *39*(1), 179–194. http://doi.org/10.1144/M39.10

Ogburn, S. E., Loughlin, S. C., & Calder, E. S. (2015). The association of lava dome growth with major explosive activity (VEI ≥ 4): DomeHaz, a global dataset. *Bulletin of Volcanology*, *77*(5). http://doi.org/10.1007/s00445-015-0919-x

Ogburn, S., Berger, J., Calder, E., Lopes, D., Patra, A., Pitman, E. B., … Wolpert, R. (2016). Pooling strength amongst limited datasets using hierarchical Bayesian analysis, with application to pyroclastic density current mobility metrics. *Statistics in Volcanology*, *2*, 1–26. http://doi.org/10.5038/2163-338X.2.1

Ogburn, S. E., & Calder, E. S. (2017). The Relative Effectiveness of Empirical and Physical Models for Simulating the Dense Undercurrent of Pyroclastic Flows under Different Emplacement Conditions. *Frontiers in Earth Science*, *5*(November). http://doi.org/10.3389/feart.2017.00083

Oke, O., Lettieri, P., & Mazzei, L. (2015). An investigation on the mechanics of homogeneous expansion in gas-fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, *127*, 95–105. http://doi.org/10.1016/j.ces.2015.01.020

P

Pak, H. K., & Behringer, R. P. (1993). Surface waves in vertically vibrated granular materials. *Physical Review Letters*, *71*(12), 1832–1835. http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1832

Pak, H. K., & Behringer, P. R. (1994). Bubbling in vertically vibrated granular materials. *Nature*, *371*(6494), 231–233. http://doi.org/10.1038/371231a0

Pak, H. K., Van Doorn, E., & Behringer, R. P. (1995). Effects of Ambient Gases on Granular Materials under Vertical Vibration. *Physical Review Letters*, *74*(23), 4643–4646. http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4643

Paris, R., Coello Bravo, J. J., Martin Gonzalez, M. E., Kelfoun, K., & Nauret, F. (2017). Explosive eruption, flank collapse and megatsunami at Tenerife ca. 170 ka. *Nature Communications*, 1–8. http://doi.org/10.1038/ncomms15246

Parker, G., Fukushima, Y., & Pantin, H. M. (1986). Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, *171*(1), 145. http://doi.org/10.1017/S0022112086001404

Patra, A. K., Bauer, A. C., Nichita, C. C., Pitman, E. B., Sheridan, M. F., Bursik, M., … Renschler, C. S. (2005). Parallel adaptive numerical simulation of dry avalanches over natural terrain. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *139*(1–2), 1–21. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2004.06.014

Pavez, A., Remy, D., Bonvalot, S., Diament, M., Gabalda, G., Froger, J.-L., … Moisset, D. (2006). Insight into ground deformations at Lascar volcano (Chile) from SAR interferometry, photogrammetry and GPS data: Implications on volcano dynamics and future space monitoring. *Remote Sensing of Environment*, *100*(3), 307–320. http://doi.org/10.1016/j.rse.2005.10.013

Perret, F. A. (1935). *The eruption of Mt. Pelée, 1929-1932*. Carnegie institution of Washington.

Pistolesi, M., Cioni, R., Rosi, M., & Aguilera, E. (2014). Lahar hazard assessment in the southern drainage system of Cotopaxi volcano, Ecuador: Results from multiscale lahar simulations. *Geomorphology*, *207*, 51–63. http://doi.org/10.1016/j.geomorph.2013.10.026

Pitman, E. B., Patra, A., Bauer, A., Sheridan, M., & Bursik, M. (2003). *Computing Debris Flows and Landslides*.

Polacci, M., Bouvet De Maisonneuve, C., Giordano, D., Piochi, M., Mancini, L., Degruyter, W., & Bachmann, O. (2014). Permeability measurements of Campi Flegrei pyroclastic products : An example from the Campanian Ignimbrite and Monte Nuovo eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *272*, 16–22. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.12.002

Pollock, N. M., Brand, B. D., & Roche, O. (2016). The controls and consequences of substrate entrainment by pyroclastic density currents at Mount St Helens, Washington (USA). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *325*, 135–147. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.06.012

Pouliquen, O. (1999). On the shape of granular fronts down rough inclined planes. *Physics of Fluids*, *11*(7), 11–13.

Pouliquen, O., & Forterre, Y. (2001). Friction law for dense granular flows: application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, *453*(1998), 19. http://doi.org/10.1017/S0022112001006796

Pudasaini, S. P., & Hutter, K. (2007). *Avalanche dynamics: Dynamics of rapid flows of dense granular avalanches*. *Avalanche Dynamics: Dynamics of Rapid Flows of Dense Granular Avalanches*. http://doi.org/10.1007/978-3-540-32687-8

R

Rasmussen, K. R., & Mikkelsen, H. E. (1991). Wind tunnel observations of aeolian transport rates. In *Aeolian Grain Transport 1* (pp. 135–144). Springer.

Rhodes, M. (2008). *Introduction to Particle Technology*. *Chemical Engineering and Processing* (Vol. 7). http://doi.org/10.1002/9780470727102

Richardson, J. F., & Zaki, W. N. (1997). Sedimentation and fluidisation: Part I. *Chemical Engineering Research and Design*, *75*(3), S82–S100. http://doi.org/10.1016/S0263-8762(97)80006-8

Ritter, A. (1892). Die fortpflanzung der wasserwellen. *Zeitschrift Des Vereines Deutscher Ingenieure*, *36*(33), 947–954.

Roche, O. (2012). Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: an experimental perspective. *Bulletin of Volcanology*, *74*(8), 1807–1820. http://doi.org/10.1007/s00445-012-0639-4

Roche, O. (2015). Nature and velocity of pyroclastic density currents inferred from models of entrainment of substrate lithic clasts. *Earth and Planetary Science Letters*, *418*, 115–125. http://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.03.001

Roche, O., Gilbertson, M., Phillips, J. C., & Sparks, R. S. J. (2002). Experiments on deaerating granular flows and implications for pyroclastic flow mobility. *Geophysical Research Letters*, *29*(16), 40–1. http://doi.org/10.1029/2002GL014819

Roche, O., Gilbertson, M. A., Phillips, J. C., & Sparks, R. S. J. (2004). Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement. *J Geophys Res*, *109*, 1–14. http://doi.org/10.1029/2003JB002916

Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y., & Tamburrino, A. (2008). Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research*, *113*(B12), B12203. http://doi.org/10.1029/2008JB005664

Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y., & Tamburrino, a. (2010). Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows: Insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *115*(9), 1–18. http://doi.org/10.1029/2009JB007133

Roche, O., Niño, Y., Mangeney, A., Brand, B., Pollock, N., & Valentine, G. A. (2013a). Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology*, *41*(10), 1107–1110. http://doi.org/10.1130/G34668.1

Roche, O., Philips, J. C., & Kelfoun, K. (2013b). Pyroclastic Density Currents. In *Modelling Volcanic Processes* (pp. 203–224). http://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00035-3

Roche, O., Buesch, D. C., & Valentine, G. A. (2016). Slow-moving and far-travelled dense pyroclastic flows during the Peach Spring super-eruption. *Nature Communications*, *7*(May 2015), 10890. http://doi.org/10.1038/ncomms10890

Rottman, J. W., & Simpson, J. E. (1983). Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. *Journal of Fluid Mechanics*, *135*(1), 95. http://doi.org/10.1017/S0022112083002979

Rouse, H. (1939). An Analysis of Sediment Transportation in the Light of Fluid Turbulence. Retrieved from https://authors.library.caltech.edu/45974/

Rowley, D. P. (1981). Pyroclastic-flow deposits. The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington. In *The 1980 Eruptions of Mount St. Helens. Washington.* (Vol. 1250, pp. 489–512). Retrieved from https://ci.nii.ac.jp/naid/10003669884/

Rowley, P. J., Roche, O., Druitt, T. H., & Cas, R. (2014). Experimental study of dense pyroclastic density currents using sustained, gas-fluidized granular flows. *Bulletin of Volcanology*, *76*(9), 1–13. http://doi.org/10.1007/s00445-014-0855-1

S

Sandri, L., Tierz, P., Costa, A., & Marzocchi, W. (2018). Probabilistic hazard from pyroclastic density currents in the Neapolitan area (Southern Italy). *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*.

Sato, H., Fujii, T., & Nakada, S. (1992). Crumbling of dacite dome lava and generation of pyroclastic flows at Unzen volcano. *Nature*, *360*(6405), 664–666. http://doi.org/10.1038/360664a0

Saucedo, R., Macı, J. L., Sheridan, M. F., Bursik, M. I., & Komorowski, J. C. (2005). Modeling of pyroclastic flows of Colima Volcano, Mexico : implications for hazard assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *139*, 103–115. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2004.06.019

Savage, S. B., & Hutter, K. (1989). The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *J. Fluid Mech.*, *199*(1), 177. http://doi.org/10.1017/s0022112089000340

Savage, S. B., & Hutter, K. (1991). The Dynamics of Avalanches of Antigranulocytes Materials from Initiation to Runout .1. Analysis. *Acta Mechanica*, *86*(1–4), 201–223. http://doi.org/10.1007/BF01175958

Schilling, S. P. (1998). *LAHARZ; GIS programs for automated mapping of lahar-inundation hazard zones*. *Open-File Report*. Retrieved from https://pubs.er.usgs.gov/publication/ofr98638

Scolamacchia, T., & Macías, J. L. (2005). Distribution and stratigraphy of deposits produced by diluted pyroclastic density currents of the 1982 eruption of El Chichón volcano, Chiapas, Mexico. *Revista Mexicana de Ciencias Geologicas*, *22*(2), 159–180.

Sher, D., & Woods, A. W. (2015). Gravity currents : entrainment, stratification and self-similarity. *Journal of Fluid Mechanics*, *784*(0), 130–162. http://doi.org/10.1017/jfm.2015.576

Sheridan, M. F., Hubbard, B., Carrasco-Nunez, G., & Siebe, C. (2004). Pyroclastic Flow Hazard at Volcán Citlaltépetl. *Natural Hazards*, *33*, 209–221. http://doi.org/10.1023/B

Simpson, J. E. (1972). Effects of the lower boundary on the head of a gravity current. *Journal of Fluid Mechanics*, *53*(04), 759. http://doi.org/10.1017/S0022112072000461

Simpson, J. E. (1982). Gravity Currents in the Laboratory, Atmosphere, and Ocean. *Annual Review of Fluid Mechanics*, *14*(1), 213–234. http://doi.org/10.1146/annurev.fl.14.010182.001241

Simpson, J. E. (1986). Mixing at the front of a gravity current. *Acta Mechanica*, *63*(1–4), 245–253. http://doi.org/10.1007/BF01182551

Simpson, J. E., & Britter, R. E. (1979). The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *Journal of Fluid Mechanics*, *94*(03), 477. http://doi.org/10.1017/S0022112079001142

Smith, G. M., Williams, R., Rowley, P. J., & Parsons, D. R. (2018). Investigation of variable aeration of monodisperse mixtures: implications for pyroclastic density currents. *Bulletin of Volcanology*, *80*(8), 67. http://doi.org/10.1007/s00445-018-1241-1

Sparks, R. S. J. (1976). Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology*, *23*, 147–188.

Sparks, R. S. J. (1978). Gas release rates from pyroclastic flows: a assessment of the role of fluidisation in their emplacement. *Bulletin of Volcanology*, *41*(1), 1–9. http://doi.org/10.1007/BF02597679

Sparks, R. S. J. (1983). Mont Pelee, Martinique: may 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges - discussion. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *19*, 175–184.

Sparks, R. S. J., & Walker, G. (1973). The ground surge deposit: a third type of pyroclastic rock. *Nature*, *241*, 62–64.

Sparks, R. S. J., Self, S., & Walker, G. P. L. (1973). Products of ignimbrite eruptions. *Geology*, *1*(3), 115–118.

Sparks, R. S. J., Wilson, L., & Hulme, G. (1978). Theoretical Modeling of the generation, movement,and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *Journal of Geophysical Research*, *83*(8), 1727–1739. http://doi.org/10.1029/JB083iB04p01727

Sparks, R. S. J., Carey, S. N., & Sigurdsson, H. (1991). Sedimentation from gravity currents generated by turbulent plumes. *Sedimentology*, *38*, 839–856.

Sparks, R. S. J., Bursik, M. I., Carey, S. N., Gilbert, J. S., Glaze, L. S., Sigurdsson, H., & Woods, A. W. (1997a). *Volcanic plumes*. Wiley. http://doi.org/10.1017/S0016756897278258

Sparks, R. S. J., Gardeweg, M. C., Calder, E. S., & Matthews, S. J. (1997b). Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile. *Bulletin of Volcanology*, *58*(7), 557–565. http://doi.org/10.1007/s004450050162

Sparks, R. S. J., Barclay, J., Calder, E. S., Herd, R. a., Komorowski, J.-C., Luckett, R., … Woods, a. W. (2002). Generation of a debris avalanche and violent pyroclastic density current on 26 December (Boxing Day) 1997 at Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(September 1996), 409–434. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.18

Stilmant, F., Pirotton, M., Archambeau, P., Erpicum, S., & Dewals, B. (2015). Can the collapse of a fly ash heap develop into an air-fluidized flow? — Reanalysis of the Jupille accident (1961). *Geomorphology*, *228*, 746–755. http://doi.org/10.1016/j.geomorph.2014.01.020

Sulpizio, R., Mele, D., Dellino, P., & La Volpe, L. (2007). Deposits and physical properties of pyroclastic density currents during complex Subplinian eruptions: the AD 472 (Pollena) eruption of Somma-Vesuvius, Italy. *Sedimentology*, *54*(3), 607–635. http://doi.org/10.1111/j.1365-3091.2006.00852.x

Sulpizio, R., De Rosa, R., & Donato, P. (2008). The influence of variable topography on the depositional behaviour of pyroclastic density currents: The examples of the Upper Pollara eruption (Salina Island, southern Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *175*(3), 367–385. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.03.018

Sulpizio, R., & Dellino, P. (2008). Chapter 2 Sedimentology, Depositional Mechanisms and Pulsating Behaviour of Pyroclastic Density Currents. *Developments in Volcanology*, *10*(C), 57–96. http://doi.org/10.1016/S1871-644X(07)00002-2

Sulpizio, R., Dellino, P., Doronzo, D. M., & Sarocchi, D. (2014). Pyroclastic density currents: state of the art and perspectives. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *283*, 36–65. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.06.014

Sweeney, M. R., & Valentine, G. A. (2017). Impact zone dynamics of dilute mono- and polydisperse jets and their implications for the initial conditions of pyroclastic density currents. *Physics of Fluids*, *29*(9). http://doi.org/10.1063/1.5004197

T

Takahashi, T., & Tsujimoto, H. (2000). A mechanical model for Merapi-type pyroclastic flow. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *98*(1–4), 91–115. http://doi.org/10.1016/S0377-0273(99)00193-6

Taniguchi, H., & Suzuku-Kamata, K. (1993). Direct measurement of over pressure of volcanic blast on the June 1991 eruption at Unzen volcano, Japan. *Geophysical Research Letters*, *20*(2), 89–92.

Tegen, I., & Fung, I. (1995). Contribution to the atmospheric mineral aerosol load from land surface modification. *Journal of Geophysical Research*, *100*, 18707–18726.

Tierz, P., Sandri, L., Costa, A., Sulpizio, R., Zaccarelli, L., Di Vito, M. A., & Marzocchi, W. (2016). Uncertainty assessment of pyroclastic density currents at Mount Vesuvius (Italy) simulated through the energy cone model. *Natural Hazard Uncertainty Assessment: Modeling and Decision Support*, *223*, 125–145.

U

Ui, T., Matsuwo, N., Sumita, M., & Fujinawa, A. (1999). Generation of block and ash flows during the 1990-1995 eruption of Unzen Volcano, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *89*(1–4), 123–137. http://doi.org/10.1016/S0377-0273(98)00128-0

V

Valentine, G. A. (1987). Stratified flow in pyroclastic surges. *Bulletin of Volcanology*, *49*(4), 616–630. http://doi.org/10.1007/BF01079967

Valentine, G. A., & Wohletz, K. H. (1989). Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research*, *94*(B2), 1867. http://doi.org/10.1029/JB094iB02p01867

Valentine, G. A., & Sweeney, M. R. (2018). Compressible Flow Phenomena at Inception of Lateral Density Currents Fed by Collapsing Gas-Particle Mixtures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *123*(2), 1286–1302. http://doi.org/10.1002/2017JB015129

van Sommeren, D. D. J. A., Caulfield, C. P., & Woods, A. W. (2013). Advection and buoyancy-induced turbulent mixing in a narrow vertical tank. *Journal of Fluid Mechanics*, *724*, 450–479. http://doi.org/10.1017/jfm.2013.164

Villemant, B., & Boudon, G. (1998). Transition from dome-forming to plinian eruptive styles controlled by {H2O} and Cl degassing. *Nature*, *392*(6671), 65–69. http://doi.org/10.1038/32144

Voellmy, A. (1955). Über die Zerstörungskraft von Lawinen. *Schweizerische Bauzeitung*, *73*(12), 159–165.

Voight, B. (1981). Time scale for the first moments of the May 18 eruption. In P. Lipman & D. Mullineaux (Eds.), *The 1980 Eruption of Mount St Helens, Washington* (US Geologi, pp. 69–92).

Voight, B., Komorowski, J.-C., Norton, G. E., Belousov, A. B., Belousova, M., Boudon, G., … Young, S. R. (2002). The 26 December (Boxing Day) 1997 sector collapse and debris avalanche at Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 363–407. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.17

Von Kármán, T. (1940). The engineer grapples with nonlinear problems. *Bulletin of the American Mathematical Society*, *46*(8), 615–683. http://doi.org/10.1090/S0002-9904-1940-07266-0

W

Wadge, G. (2009). Assessing the pyroclastic flow hazards from dome collapse at Soufriere Hills Volcano, Montserrat. In *Studies in Volcanology: The Legacy of George Walker* (Vol. 2, pp. 211–224). Geological Society of London.

Wadge, G., Jackson, P., Bower, S. M., Woods, A. W., & Calder, E. (1998). Computer simulations of pyroclastic flows from dome collapse. *Geophysical Research Letters*, *25*(19), 3677–3680. http://doi.org/10.1029/98GL00710

Wadge, G., Voight, B., Sparks, R. S. J., Cole, P. D., Loughlin, S. C., & Robertson, R. E. a. (2014). An overview of the eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat from 2000 to 2010. *Geological Society, London, Memoirs*, *39*, 1–40. http://doi.org/10.1144/M39.1

Walker, G. P. L. (1983). Ignimbrite types and ignimbrite problems. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *17*(1–4), 65–88. http://doi.org/10.1016/0377-0273(83)90062-8

Walker, G. P. L., Heming, R. F., & Wilson, C. J. N. (1980). Low-aspect ratio ignimbrites. *Nature*, *283*(5744), 286–287. http://doi.org/10.1038/283286a0

Wassgren, C. R., Hunt, M. L., Freese, P. J., Palamara, J., & Brennen, C. E. (2002). Effects of vertical vibration on hopper flows of granular material. *Physics of Fluids*, *14*(10), 3439–3448. http://doi.org/10.1063/1.1503354

Watts, R. B., Herd, R. A., Sparks, R. S. J., & Young, S. R. (2002). Growth patterns and emplacement of the andesitic lava dome at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 115–152. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.06

Weit, A., Roche, O., Dubois, T., & Manga, M. (2018). Experimental Measurement of the Solid Particle Concentration in Geophysical Turbulent Gas-Particle Mixtures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *123*(5), 3747–3761. http://doi.org/10.1029/2018JB015530

Widiwijayanti, C., Voight, B., Hidayat, D., & Schilling, S. P. (2009). Objective rapid delineation of areas at risk from block-and-ash pyroclastic flows and surges. *Bulletin of Volcanology*, *71*(6), 687–703. http://doi.org/10.1007/s00445-008-0254-6

Wilson, L., & Huang, T. C. (1979). The influence of shape on the atmospheric settling velocity of volcanic ash particles. *Earth and Planetary Science Letters*, *44*(2), 311–324. http://doi.org/10.1016/0012-821X(79)90179-1

Wilson, L., & Head, J. W. (1981). Morphology and rheology of pyroclastic flows and their deposits, and guideline for future observations. In *U. S. Geol. Surv. Prof. Pap.* (Vol. 1250, pp. 513–524). Retrieved from https://ci.nii.ac.jp/naid/10010385751/

Wilson, C. J. N. (1980). The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows: An experimental approach. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *8*, 231–249.

Wilson, C. J. N. (1984). The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows, 2: Experimental results and their interpretation. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *20*(1–2), 55–84. http://doi.org/10.1016/0377-0273(84)90066-0

Wilson, C. J. N., & Walker, G. P. L. (1982). Ignimbrite depositional facies : the anatomy of a pyroclastic flow. *Journal of Geological Society of London*, *139*, 581–592.

Wohletz, K. H., McGetchin, T. R., Sandford, M. T., & Jones, E. M. (1984). Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions: numerical models. *Journal of Geophysical Research*, *89*(B10), 8269–8285. http://doi.org/10.1029/JB089iB10p08269

Woods, A. W. (1988). The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns. *Bulletin of Volcanology*, *50*, 169–193.

Woods, A. W., & Bursik, M. I. (1991). Particle fallout, thermal disequeilibrium and volcanic plumes. *Bulletin of Volcanology*, (53), 559–570.

Woods, A. W., Bursik, M. I., & Kurbatov, A. V. (1998). The interaction of ash flows with ridges. *Bulletin of Volcanology*, *60*, 38–51.

Woods, a. W., Sparks, R. S. J., Ritchie, L. J., Batey, J., Gladstone, C., & Bursik, M. I. (2002). The explosive decompression of a pressurized volcanic dome: the 26 December 1997 collapse and explosion of Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs*, *21*(1), 457–465. http://doi.org/10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.20

Woods, A., & Bursik, M. I. (1994). A laboratory study of ash flows. *Journal of Geophysical Research*, *99*(B3), 4375–4394. http://doi.org/10.1029/93JB02224

Wright, J. V., Smith, A. L., & Self, S. (1980). A working terminology of pyroc lstic deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *8*(2–4), 315–336. http://doi.org/10.1016/0377-0273(80)90111-0

X

Xuan, J. (2004). Turbulence factors for threshold velocity and emission rate of atmospheric mineral dust. *Atmospheric Environment*, *38*, 1777–1783. http://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2003.12.030

Y

Yamamoto, T., Takarada, S., & Suto, S. (1993). Pyroclastic flows from the 1991 eruption of Unzen volcano, Japan. *Bulletin of Volcanology*, *55*(3), 166–175. http://doi.org/10.1007/BF00301514

Yilmaz, O., Nolen-hoeksema, R. C., & Nur, A. (1994). Pore pressure profiles in fractured and compliant rocks. *Geophysical Prospecting*, *42*, 693–714.

Young, S. R., Steven, R., Sparks, J., Aspinall, W. P., Lynch, L. L., Miller, A. D., … Shepherd, J. B. (1998). Overview of the eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, July 18, 1995, to December 1997. *Geophys. Res. Lett.*, *25*(18), 3389–3392. http://doi.org/10.1029/98GL01405

Z

Zamankhan, P., & Huang, J. (2007). Localized Structures in Vertically Vibrated Granular Materials. *Journal of Fluids Engineering*, *129*(2), 236. http://doi.org/10.1115/1.2409358

Zamankhan, P. (2012). Solid structures in a highly agitated bed of granular materials. *Applied Mathematical Modelling*, *36*(1), 414–429. http://doi.org/10.1016/j.apm.2011.07.027

Zanella, E., Sulpizio, R., Gurioli, L., & Lanza, R. (2015). Temperatures of the pyroclastic density currents deposits emplaced in the last 22 kyr at Somma–Vesuvius (Italy). *Geological Society, London, Special Publications*, *396*(1), 13–33. http://doi.org/10.1144/SP396.4

ANNEXE 1

[Geophysical research letters]

Supporting Information for

Effects of pore pressure in pyroclastic flows: numerical simulation and experimental validation

V. Gueugneau[1], K. Kelfoun[1], O. Roche[1] and L. Chupin[2]

[1] Laboratoire Magmas et Volcans, Université Clermont Auvergne - CNRS - IRD, OPGC, Campus Universitaire des Cézeaux, 6 Avenue Blaise Pascal, 63178 Aubière Cedex.

[2] Laboratoire de Mathématiques Blaise Pascal, Université Clermont Auvergne - CNRS, Campus Universitaire des Cézeaux, 3 place Vasarely, 63178 Aubière Cedex..

Contents of this file

Text S1 to S3
Figures S1 to S4
Tables S1

Introduction

This supporting information contains three parts. The first is a mathematical development of the approximated solution of the pressure diffusion equation at the base of a granular bed (section 2 in the article). The second is a description of the pressure evolution during flow emplacement. The third is a detailed description of the initial conditions of the numerical model (specific initial conditions for the Coulomb fluidized behavior). We also present four figures: the first is a modelling of the pressure diffusion equation from the mathematical development, the second is a sequence of screen shoots showing the pressure evolution in simulations, the third describes the development of the flow with the Coulomb fluidized behavior, and the fourth presents the influence of two input parameters (initial pore pressure and initial velocity).

Text S1 : Mathematical development of the diffusion equation

The solution of the diffusion equation $\frac{\partial p}{\partial t} = D\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}$ can be obtained with Fourier series.

We consider a granular bed of particles with a thickness h percolated by a vertical air flux from the base to the top (z direction). The diffusion equation describing the behavior of the pore fluid pressure in the granular bed is completed with natural boundary conditions (atmospheric pressure at the top: $p = 0$ and no flux at the bottom $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$). Denoting p_0 the initial pore fluid pressure, we have the following system of equations:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t}(t,z) = D\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}(t,z), & \text{for } t > 0 \text{ and } 0 < z < h, \\ p(t,h) = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z}(t,0) = 0 & \text{for } t > 0, \\ p(0,z) = p_0(z) & \text{for } 0 < z < h. \end{cases} \quad (1)$$

This system can be explicitly solved by developing the pressure p with Fourier series:

$$p(t,z) = \sum_{k=0}^{+\infty} p_0^k \cos\left(\left(\frac{\pi}{2} + k\pi\right)\frac{z}{h}\right) e^{-\left(\frac{\pi}{2}+k\pi\right)^2 \frac{D}{h^2}t},$$

where coefficients p_0^k are Fourier coefficients, which can be explicitly obtained from the initial pressure p_0. For instance, the first coefficient p_0^0 corresponds to the mean value of the initial pressure: $p_0^0 = \frac{1}{h}\int_0^h p_0(z)\,dz$. The basal pressure $p_b(t) = p(t,0)$ can be directly calculated by:

$$p_b(t) = \sum_{k=0}^{+\infty} p_0^k e^{-\left(\frac{\pi}{2}+k\pi\right)^2 \frac{D}{h^2}t} = p_0^0 e^{-\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{D}{h^2}t} + p_0^1 e^{-\left(\frac{3\pi}{2}\right)^2 \frac{D}{h^2}t} + \mathrm{L}$$

In practice, the first mode (corresponding to the first term of the previous right hand side member) is sufficient to properly approach the basal pressure. For example the ratio

between the two first terms is of order $e^{-10\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{D}{h^2}t} \approx e^{-250t} \ll 1$ for $t > 0.005$s. This approximation is accurate for most of the simulation (99.995% of the time).

Denoting $\overline{p_b}$ this first term, we observe that it satisfies:

$$\frac{\partial \overline{p_b}}{\partial t} = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{D}{h^2} \overline{p_b}.$$

In conclusion, the basal pressure p_b can be approximated by the following solution of the equation:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{p_b}}{\partial t} = -\left(\dfrac{\pi}{2}\right)^2 \dfrac{D}{h^2} \overline{p_b} & \text{for } t > 0, \\ \overline{p_b}\,|_{t=0} = p_0^0. \end{cases} \qquad (2)$$

To show the accuracy of the approximation of Eq. (2), we have compared it to the exact solution of the evolution of the pressure at the base of a granular bed through time. This solution is obtained by solving the diffusion equation (1). The comparison between the two approaches are presented in Figure S1.

Text S2 : Pressure evolution in the simulations

Equations (1) and (2) show that the pressure variation at the base of the flow is inversely correlated to its local thickness. It means that the lower the thickness is, the faster the diffusion of pressure is. A thin flow defluidizes faster than a thick flow, for a same diffusion coefficient *D*. Figure S2 shows the evolution of the basal pressure and of the related apparent basal friction angle during the emplacement of the flow. The flow spreads out and the front rapidly thins. Consequently, the pressure at the front rapidly drops to the atmospheric pressure and the basal and internal friction angles reach their static values (19°

and 24° respectively). This phenomenon propagates backwards as can be seen on Fig. S2. This mechanism plays a strong role in the 3D simulations (details on the following).

Text S3 : Details of initial conditions

This section gives details on the 3D model used in section 6.

A volumetric rate is imposed to the top border of the calculation domain for a duration t_{alim} to mimic the generation of a pyroclastic flow. The mass flux added is defined by a semi-ellipse surface, 10 m wide and 2 m thick at the center. Two velocity conditions are explored. For the first condition, the velocity is constant (15 m s^{-1}) during 15 seconds and brutally stops (0 m s^{-1}). For the second condition, the velocity linearly decreases from 15 to 0 m s^{-1} in 15 seconds. In both cases, the maximum velocity imposed is 15 m s^{-1}, according to *Jessop et al.* [2012].

Pore pressure is imposed on the semi-ellipse at the border domain during the supply. The initial pore pressure in the flow, or degree of fluidization, is unknown for real pyroclastic flows, thus we must explore a range of values. This initial pore pressure balances the lithostatic pressure P_L and can be expressed as percentage of P_L as: 0% of P_L the flow is not fluidized, and 100% of P_L the flow is totally fluidized. The maximum slope angle of the real case studied is 12°, so that the apparent basal friction angle φ_{bed} cannot be higher than 12° to flow. From Eq. (3), this implies an initial pore pressure higher than only 3% of the lithostatic pressure P_L to flow. On the gentlest slopes (6°), the initial pore pressure must be higher than 8.6% of P_L. Because the minimum slope of our model is 6°, we have then explored the flow dynamics for a range of initial pore pressure imposed at the border of the domain between 10% of P_L (almost not fluidized, minimum initial pressure needed to flow) to 100% of P_L (totally fluidized, maximum pressure). Whatever the initial conditions in this range, simulations form a levée-channel morphology. For simulations between 10% and 50% of P_L, the shape of the deposits does not resemble that of real deposits and rather show very thin and flat levées. From 50% until 100% of P_L, levées and channel are well-formed and more realistic. Note that 100% of P_L seems to be unrealistic because we simulate only the terminal lobe of a pyroclastic flow. We do not consider a process that maintains the total pressure to 100% on most of the flow emplacement.

Figure 3 shows the emplacement dynamics of a flow whose source conditions are listed in Table S1. Initially, the shape of the flow is bulged due to the elliptical source conditions imposed. The defluidization is faster at the flow edges because the flow is thinner and because the material at the edges remains in the calculation domain for a longer time. The apparent friction angles are then higher at the edges. This relative difference between a fluidized core and defluidized edges is at the origin of the well-formed levées and of the bulged front.

Figure 4 shows the influence of the initial pore pressure and of the initial velocity on the simulations with the same diffusion coefficient $D = 0.02$ m² s^{-1}. Values of the varying parameters are indicated on the figure, and other parameters needed are listed in Table S1. If the initial velocity remains constant at the boundaries and stop abruptly after 15 s (cases 2 and 4), the front is a short and the bulge is thick, whereas if the velocity decreases with time (case 1 and 3) the front is longer, flatter and thinner. This is because a progressive decrease of the initial velocity gives more time to the mass to defluidize before reaching the front. This mechanism causes a progressive increase of the friction in the whole flow and, consequently, the deceleration of the mass.

Regarding the initial pore pressure, the higher the degree of fluidization is, the longer the deposits and the thinner the levées are. The simulation that is the most similar to the natural deposits of Lascar volcano is obtained with an initial pressure of 60% of the lithostatic pressure, a decreasing initial velocity, and $D = 0.005$ m² s^{-1}. It is presented in the article (Fig. 2). These initial conditions account for the formation of the Lascar Lobe 2. The levées length and thickness, the width of the channel, and the length of the front in simulations are comparable to those of the lobe in the field.

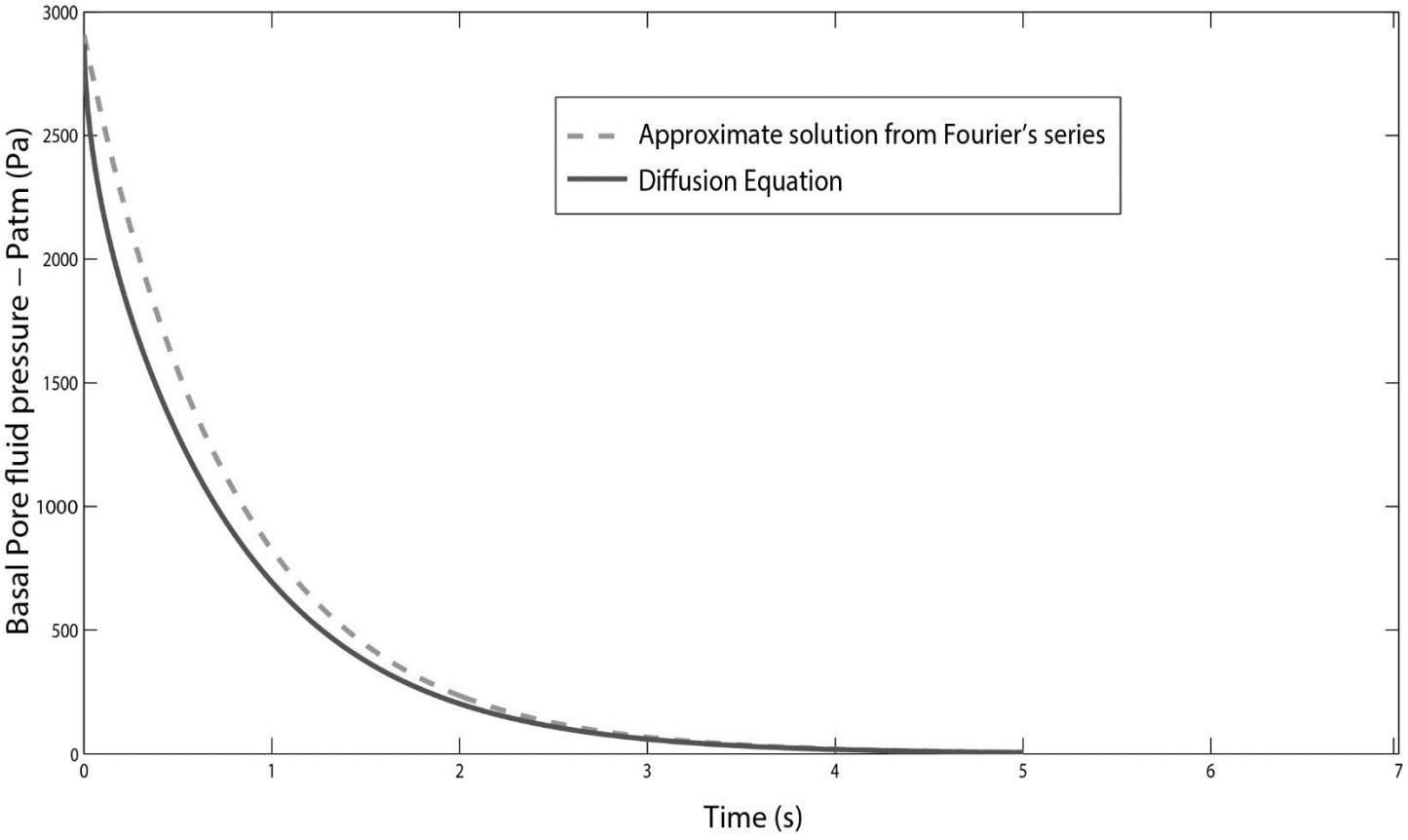


Figure S1. Comparison of the evolution in time of the pressure at the base of an initially fluidized granular bed. Curves are calculated by the diffusion equation (solid line) Eq. (1) and with our approximated solution from the Fourier's series (dashed line) Eq. (2). The granular bed is 20 cm wide. The values of the y-axis are pressure above the atmospheric pressure (P-Patm). We show that the curves are nearly superposed, which justifies the use of the approximation in the model.

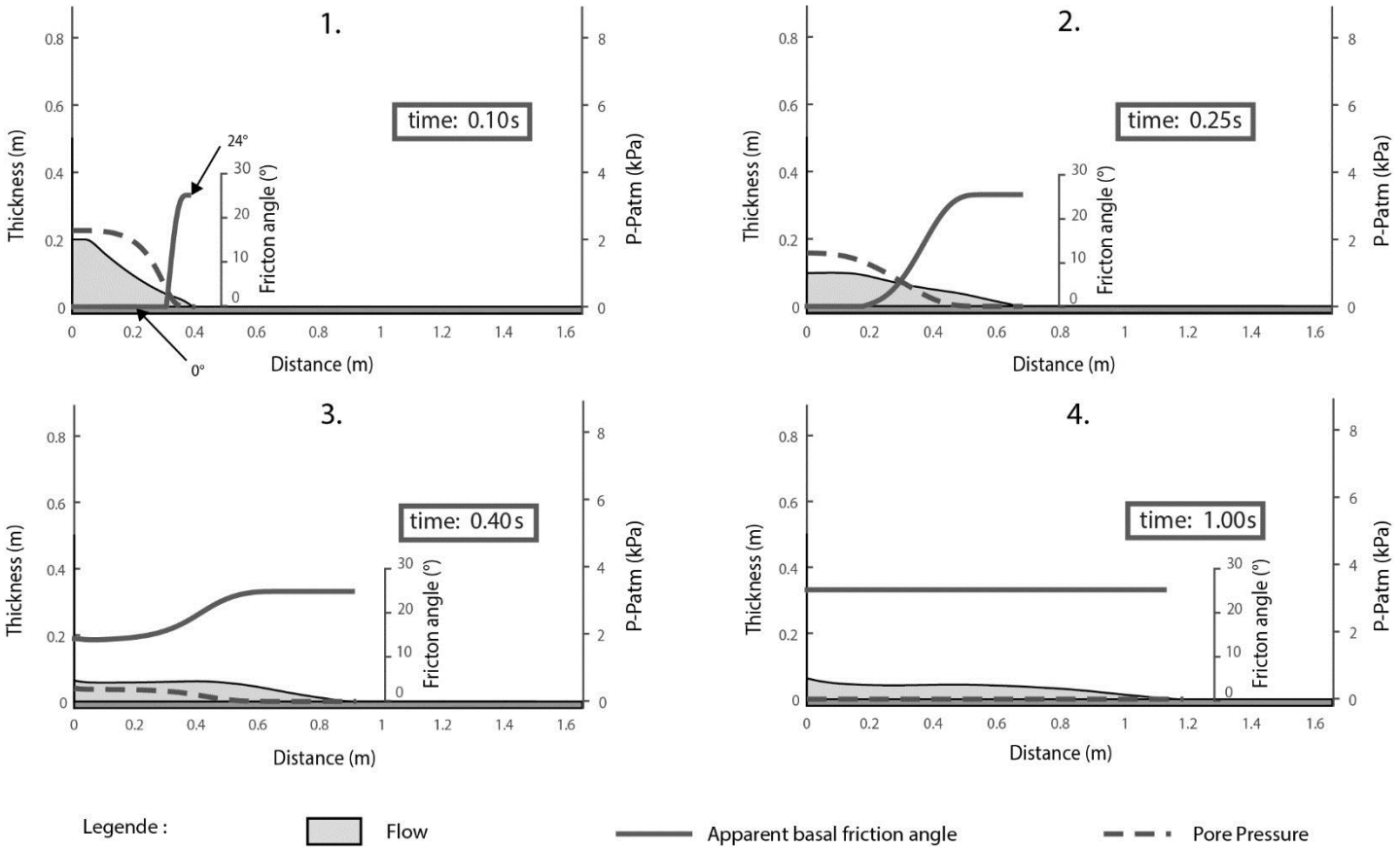


Figure S2. Evolution of the basal pressure during the emplacement of an initially fluidized flow (dashed line). The evolution of the basal friction angle is represented by the solid line. The initial granular bed (grey surface) is 20 cm high and wide. We show that the pressure decreases first at the front because it is thinner, and this phenomena propagates backwards with time. In contrast, the basal friction angle is near zero at the beginning of the calculation and increases as the pressure decreases.

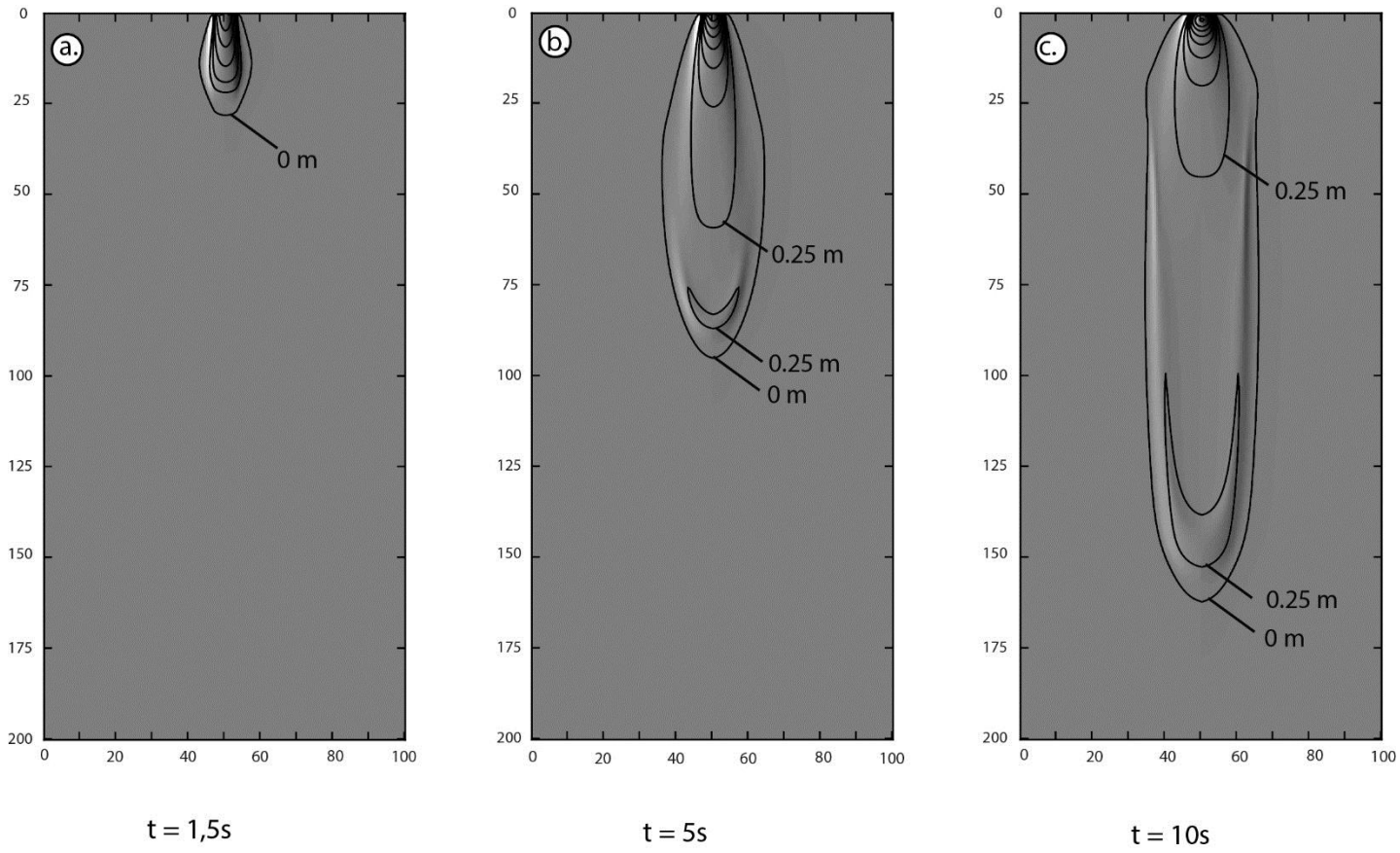
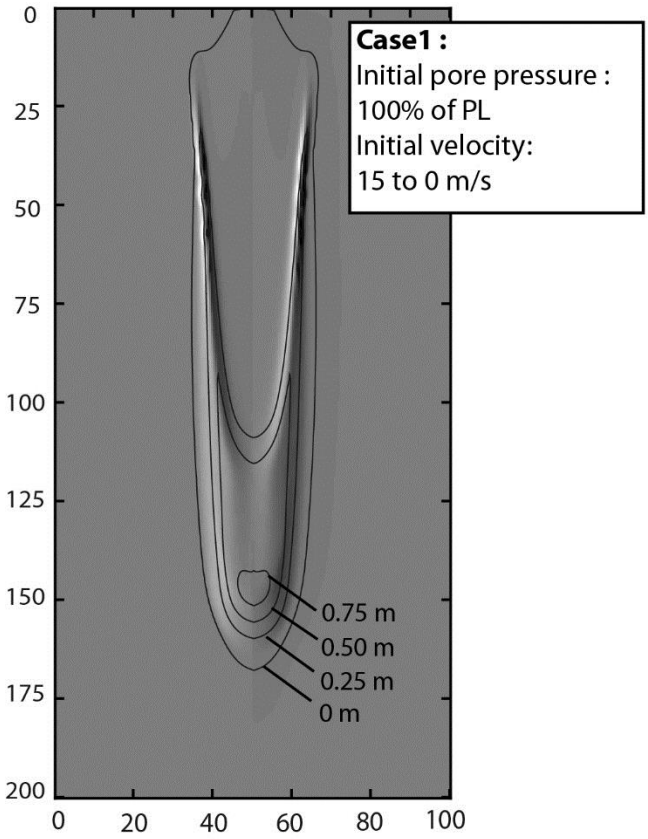
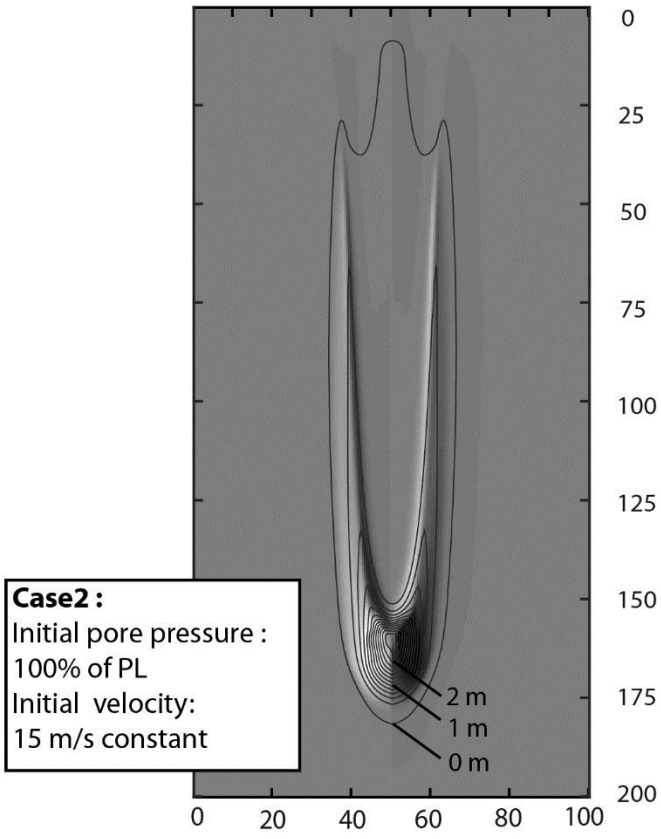
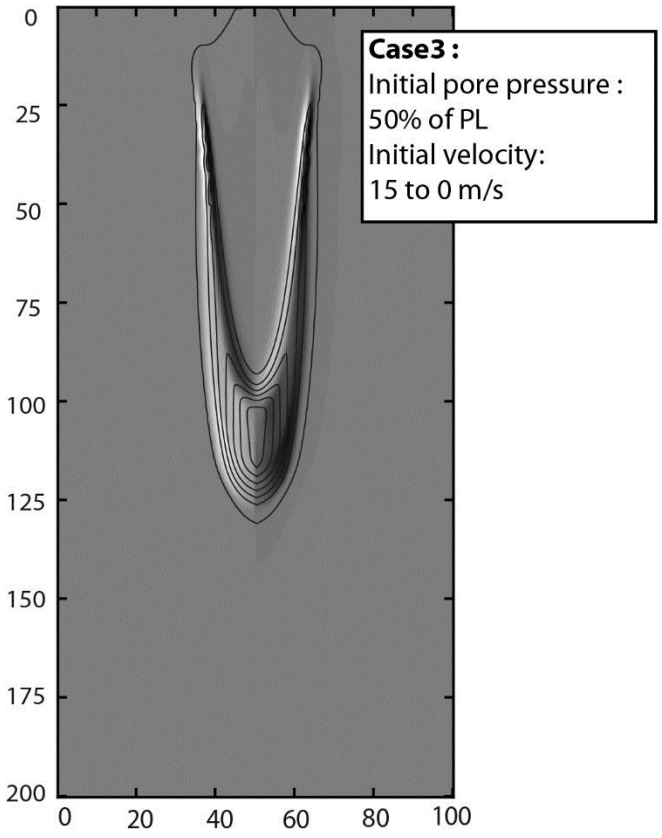


Figure S3. Screenshots of the simulation at t=1.5 s (a.), t=5 s (b.) and t=10 s (c.) show how the flow spreads in 2D. The volumetric rate is imposed on the top boundary calculation domain with an initial velocity of 15 m s^{-1}maintained during 15 s. The initial pore pressure is 100% of $P_{L.}$ Physical input parameters are listed in Table S1. Solid lines correspond to the thickness of the flow. The levée-channel morphology develops when the front and edges are sufficiently defluidized, from t=5 s as can be seen on screenshot (b.) at the end of the simulation (t=50 s).


Case1 :
Initial pore pressure :
100% of PL
Initial velocity:
15 to 0 m/s
0.75 m
0.50 m
0.25 m
0 m
0
25
50
75
100
125
150
175
200
0
20
40
60
80
100


Case2 :
Initial pore pressure :
100% of PL
Initial velocity:
15 m/s constant
2 m
1 m
0 m
0
25
50
75
100
125
150
175
200
0
20
40
60
80
100


Case3 :
Initial pore pressure :
50% of PL
Initial velocity:
15 to 0 m/s
0
25
50
75
100
125
150
175
200
0
20
40
60
80
100

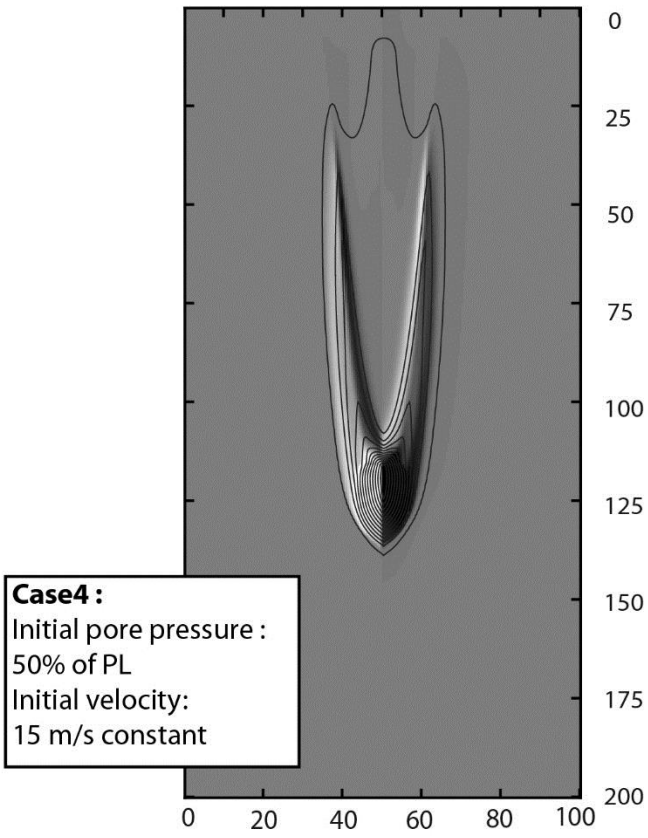

Case4 :
Initial pore pressure :
50% of PL
Initial velocity:
15 m/s constant
0
25
50
75
100
125
150
175
200
0
20
40
60
80
100

Figure S4. Comparison of four simulations with varying initial pore pressure of the flow and the initial velocity. Note the differences on the front shape and length due to the initial velocity. Levées thickness and length change between a totally fluidized case (1 and 2) and a semi fluidized case (3 and 4). Other parameters, common to all simulations, are summarized in the Table S1.

Input parameters	*Input values in simulations*
Diffusion coefficient (D)	$0.02\ m^2.s^{-1}$
Total volume (V_{total})	$750\ m^3$
Supply duration ($t_{a\lim}$)	15s
Internal friction angle (δ_{int})	27°
Basal friction angle (δ_{bed})	30°
Density (gas+particles) (ρ)	$1500\ kg.m^3$

Table S1. Input parameters of simulations in Figure S3 and S4.

ANNEXE 2

Bulletin of Volcanology

Supplementary Material for:

Investigation of surge-derived pyroclastic flow formation by numerical modelling of the 25 June 1997 dome collapse at Soufrière Hills Volcano, Montserrat

Valentin Gueugneau, Karim Kelfoun, Timothy Druitt

Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France

Corresponding author: v.gueugneau@opgc.univ-bpclermont.fr ORCID: 0000-0002-7070-7082

Governing equations of the numerical model

Physical model:

The model is based on two coupled depth-averaged simulations: one for the pyroclastic flow (concentrated basal flow, Fig. 1), one for the overriding ash-cloud surge (dilute current, Fig. 1). The two parts are connected together by exchange laws that simulate particles entrainment from the flow to the surge (flux ϕ_m), and sedimentation from the ash-cloud surge to the ground (deposits or flows, flux ϕ_s). The model has been described in

detail by Kelfoun (2017) and is summarized in the following. The symbols used and their variables significations are listed in table 1.

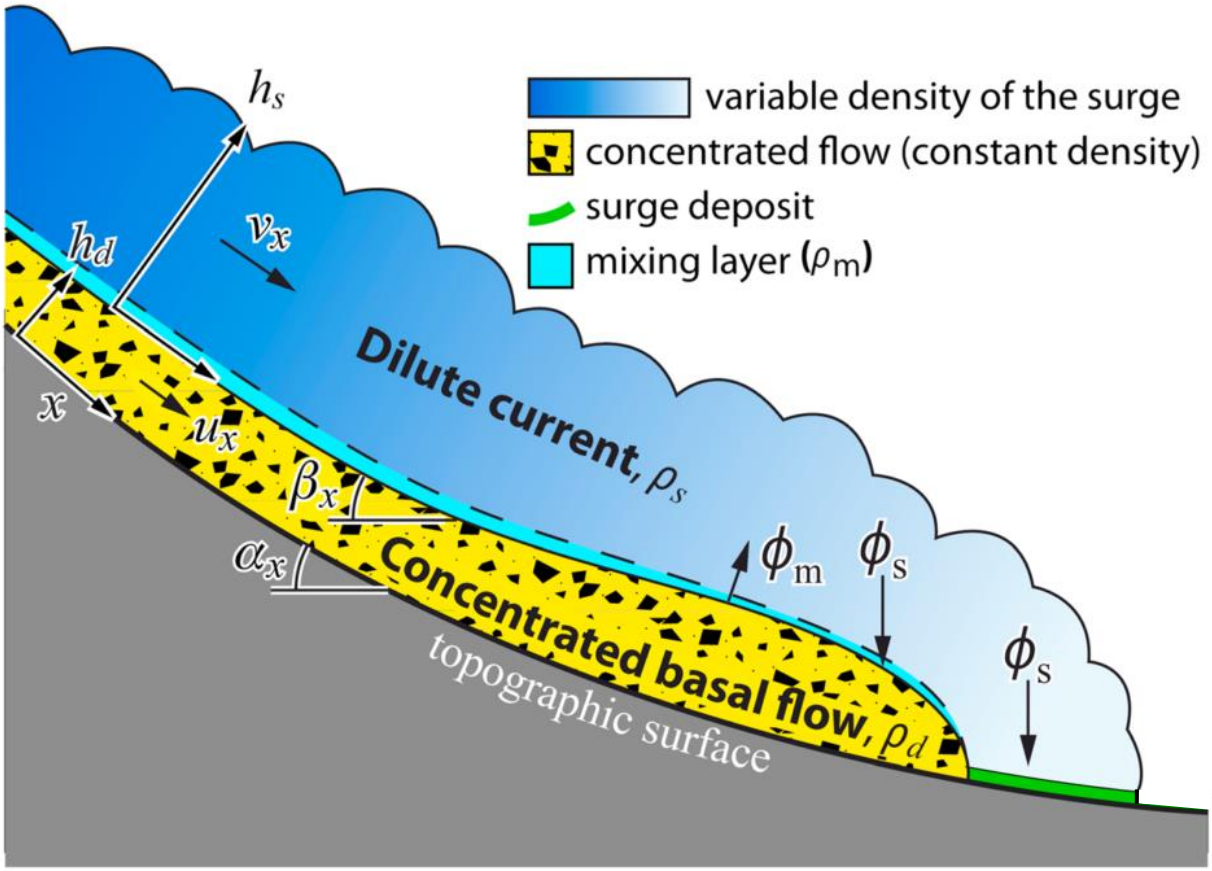


Figure 1 : Flow diagram of the model. The concentrated flow loses a mass flux ϕs of density ρ_m that forms the dilute current (surge). The dilute current is of variable density and loses a mass flux ϕs that can form a concentrated flow or a deposit. From Kelfoun (2017).

Pyroclastic flow:

The dynamics of the pyroclastic flow is calculated by solving depth-averaged equations of mass [1] and momentum balance along *x* in [2] and *y* in [3], taking into account the mass of the particles exchanged with the dilute part:

$$\frac{\partial h_d}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_d u_x\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_d u_y\right)=\frac{\phi_s-\phi_m}{\rho_d} \qquad [1]$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_d u_x\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_d u_x^2\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_d u_x u_y\right)=g h_d \sin\alpha_x-\frac{1}{2}k_{actpass}\frac{\partial}{\partial x}\left(g h_d^2\cos\alpha_x\right)+\frac{T_x}{\rho_d}+\frac{\phi_s}{\rho_d}\times v_x-\frac{\phi_m}{\rho_d}\times u_x$$

[2]

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(h_{\mathrm{d}}u_y\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_{\mathrm{d}}u_x u_y\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_{\mathrm{d}}u_y^2\right)=gh_{\mathrm{d}}\sin\alpha_y-\frac{1}{2}k_{actpass}\frac{\partial}{\partial y}\left(gh_{\mathrm{d}}^2\cos\alpha_y\right)+\frac{T_y}{\rho_d}+\frac{\phi_{\mathrm{s}}}{\rho_{\mathrm{d}}}\times v_y-\frac{\phi_m}{\rho_{\mathrm{d}}}\times u_y$$

[3]

$\mathbf{T}=(T_x,T_y)$ is the basal stress of the pyroclastic flow and is described in the article, as well as the terms ϕ_{m} and ϕ_{s}, which represent the mass exchanges between the pyroclastic flow and the surge. α_x and α_y are the slope of the topographic surface in the *x* and *y* direction. The parameter $k_{actpass}$ is the Earth pressure coefficient, used with the frictional models to account for pressure anisotropy. It is expressed as a function of the basal friction angle and the internal friction angle (Savage and Hutter, 1989 ; Iverson & Denlinger, 2001):

$$k_{actpass}=2\frac{1^{+}\!\!\diagup\!\!_{-}(1-\cos^2\varphi_{int}(1+\tan^2\varphi_{bed}))^{1/2}}{\cos^2\varphi_{int}}-1 \qquad [4]$$

The sign $^{+}\!\!\diagup\!\!_{-}$ is related to the horizontal and vertical stresses in the flow: negative where the flow is divergent and positive where it is convergent (see Savage and Hutter, 1989, for more details). With the other rheological models, the stresses are assumed to be isotropic and $k_{actpass}$ equals 1. The pyroclastic flow is considered to form a deposit where its velocity falls to zero. A deposit can be destabilized and, then, form a flow.

Ash-cloud surge:

Because the ash-cloud surge density ρ_s varies in time and space, a fourth governing equation, the density balance, must be added. The ash-cloud surge is then simulated by solving equations of mass [5], density [6] and momentum balance [7] and [8]:

$$\frac{\partial h_{\mathrm{s}}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(h_{\mathrm{s}}v_x\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(h_{\mathrm{s}}v_y\right)=\frac{\phi_{\mathrm{m}}}{\rho_{\mathrm{m}}}-\frac{\phi_{\mathrm{s}}}{\rho_s}$$

[5]

$$\frac{\partial \rho_s h_{\mathrm{s}}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_{\mathrm{s}}v_x\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_{\mathrm{s}}v_y\right)=\phi_{\mathrm{m}}-\phi_{\mathrm{s}}$$

[6]

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_s h_s v_y\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_s v_x v_y\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_s v_y^2\right)=$$
$$\left(\rho_s-\rho_a\right)g h_s \sin\beta_y-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\left(\rho_s-\rho_a\right)g h_s^2\cos\beta_y\right)+R_y+\phi_m u_y-\phi_s v_y$$

[7]

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_s h_s v_x\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_s h_s v_x^2\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_s h_s v_x v_y\right)=$$
$$\left(\rho_s-\rho_a\right)g h_s \sin\beta_x-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\left(\rho_s-\rho_a\right)g h_s^2\cos\beta_x\right)+R_x+\phi_m u_x-\phi_s v_x$$

[8]

R = (R_x, R_y) is the basal stress of the surge, also described in the article. β_x and β_y are the slopes of the surface covered by the ash-cloud surge (topography plus pyroclastic flows and deposits) in the *x* and *y* directions. The mass lost by the ash-cloud surge through the sedimentation either settle back to the pyroclastic flow, or accumulate on the ground forming a deposit or a surge-derived pyroclastic flow, all being simulated by equations [1] to [3].

Table 1: List of parameters using in the governing equations associated to their symbol.

Parameters	**Symbols**
Space dimensions	x, y
Topographic slope in the *x* direction	α_x
Topographic slope in the *y* direction	α_y
Total slope in the *x* direction	β_x
Total slope in the *y* direction	β_y
Basal stresses of the pyroclastic flow	$\mathbf{T}=(T_x,T_y)$
Basal stresses of the ash-cloud surge	$\mathbf{R}=(R_x,R_y)$
Pyroclastic flow velocities	$\mathbf{u}=(u_x,u_y)$
Ash-cloud surge velocities	$\mathbf{v}=(v_x,v_y)$
Thickness of the pyroclastic flow or the deposit	h_d

Ash cloud surge thickness	h_s
Particle density	ρ_p
Atmosphere density	ρ_a
Density of the pyroclastic flow or the deposit	ρ_d
Gas surge density	ρ_g
Mixture density	ρ_m
Bulk density of the ash-cloud surge	ρ_s
Entrainement mass flux	ϕ_{m}
Sedimentation mass flux	ϕ_{s}
Earth pressure coefficient	$k_{actpass}$
Basal friction angle	φ_{int}
Internal friction angle	φ_{bed}
Gravity	g
Time	t

Dynamic of the simulations

Please find attached as a supplementary material a movie of a simulation conducted using the plastic rheology, as described in the manuscript. The dynamic of the pyroclastic current and the development of the deposits can be well observed, as well as the SDPFs formation mechanism.

Influence of parameters and sources conditions

Sources conditions: influence of the number of pulses

To mimic this variable mass releasing during the dome collapse, a variable mass flux of BAF has been set at the beginning of the Mosquito Ghaut to reproduce the eruption in

simulations, where the variations of the mass flux follow the amplitude variations of the seismic signals. To better see the implications of this realistic source on the simulations, a simple source condition has been also tested, keeping the same total volume for all the simulation ($6.4\ 10^6$ kg m^{-3}). In the figure 2, the simulation on the top is the result presented in the manuscript, obtained with a variable mass flux composed of three pulses. This simulation can be compared with the simulation of the bottom, done with a constant mass flux imposed at the source in the Mosquito Ghaut, which is calculated by dividing the total volume by the duration of the collapse (14 min) and by the surface of the source.

Sensitivity of each flow to the estimated parameters of the model

In the following table, the sensitivity of the three types of deposit (BAF, ash-cloud surge and SDPF deposits) to the main adjusted parameters of the numerical parameters is presented. The values of the Voellmy coefficient a_1, the turbulent surge stress coefficient a_2, the formation coefficient a_3, the mixing density ρ_m, and the plastic yield stress T, has been modified to observed their impact on the maximum runout, the volume, and the surface of the deposits for each flow. For that, 3 cases are considered: the best value coming from the manuscript is presented is the central rows (in dark), the best value divided by 5 on the left rows (in blue) and the best value multiplied by 5 on the right rows (in green). Simulations where no SDPFs have been formed are colored in red. Note that the 11 simulations done for this test has been conducted on the 12 m DEM to decrease the duration of each simulation (about 3h with this resolution). Then, the results obtained with the best values (central row in dark) for the maximum runout, the volume and the surface for each deposit is slightly different than the results obtained with the 6 m DEM presented in the Table 2 in the manuscript. Note also that the volume for the SDPFs in this test refers only to the flow in the Dyer's River, as it is presented in the manuscript.

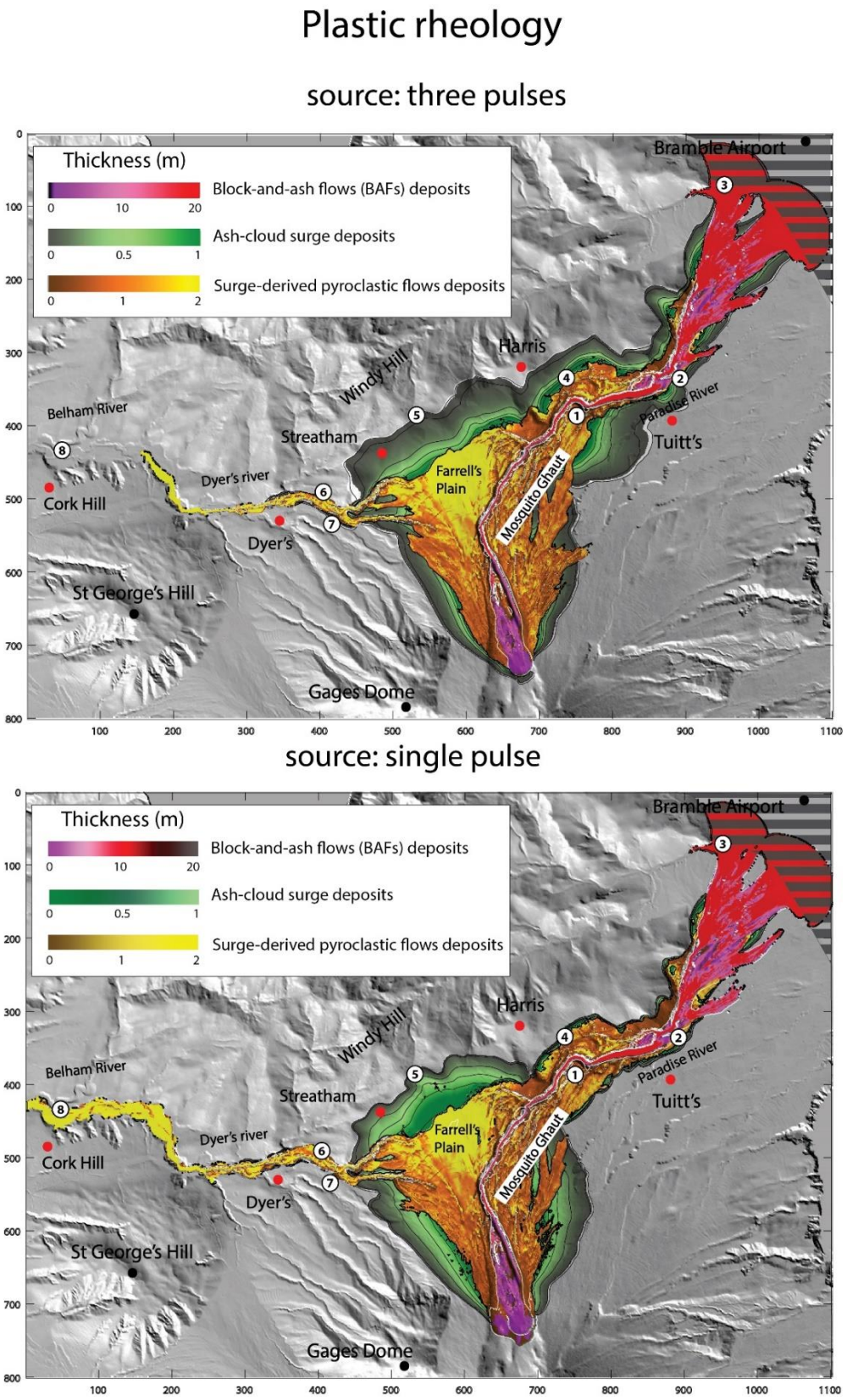


Figure 2 : Comparison between the results of simulations using the plastic rheology for the dense part, with the realistic three pulses source (top) and with a simplified single pulse source (bottom).

Table 2: Sensitivity of BAF deposits, ash-cloud deposits and SDPFs deposits to the main adjusted parameters. The metrics used for the comparison are the runout (km), the volume (10^6 m^3) and the surface (km^2).

Adjusted parameters Best values		a_1 0.01			a_2 0.025			a_3 0.04			ρ_m 50			**T** 2000		
Deposits	*metrics*	*/5*		*x5*	*/5*		*x5*	*/5*		*x5*	*/5*		*x5*	*/5*		*x5*
BAFs	Runout	5.8	5.8	5.8	5.8	5.8	5.8	5.8	5.8	5.8	5.6	5.8	5.8	5.8	5.8	5.3
	Volume	3.3	3.4	5.7	3.2	3.4	3.8	5.9	3.4	1.8	1.4	3.4	5.8	1.7	3.4	5.0
	Surface	2.1	3.7	5.6	3.4	3.7	3.7	6.1	3.7	2.5	2.3	3.7	5.4	4.3	3.7	2.8
Ash-cloud Surge	Runout	4.0	3.4	2.0	3.9	3.4	2.8	1.8	3.4	4.2	4.8	3.4	1.8	4.2	3.4	2.2
	Volume	0.7	2.0	0.4	2.6	2.0	2.0	0.1	2.0	3.2	3.2	2.0	0.3	0.9	2.0	1.0
	Surface	7.9	13.4	4.1	12.0	13.4	14	3.2	13.4	21.5	23.9	13.4	4.7	21	13.4	4.9
SDPFs	Runout	3.3	1.9	0.0	3.0	1.9	2.9	0.0	1.9	3.4	3.4	1.9	0.9	3.4	1.9	0.0
	Volume	0.5	1.0	0.0	1.5	1.0	1.0	0.0	1.0	6.4	1.6	1.0	0.1	3.7	1.0	0.0
	Surface	0.9	0.6	0.0	0.5	0.6	0.5	0.0	0.6	1.1	0.7	0.6	0.1	2.1	0.6	0.0

References:

Doyle, E. E., Hogg, a. J., Mader, H. M., & Sparks, R. S. J. (2010). A two-layer model for the evolution and propagation of dense and dilute regions of pyroclastic currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *190*(3–4), 365–378. http://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2009.12.004

Doyle, E. E., Hogg, A. J., Mader, H. M., & Sparks, R. S. J. (2008). Modeling dense pyroclastic basal flows from collapsing columns. *Geophysical Research Letters*, *35*(4), L04305. http://doi.org/10.1029/2007GL032585

Iverson, R. M., & Denlinger, R. P. (2001). Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geophysical Research*, *106*(B1), 537–552.

Kelfoun, K. (2017). A two-layer depth-averaged model for both the dilute and the concentrated parts of pyroclastic currents. *Journal of Geophysical Research : Solid*

Earth, *122*, 1–19. http://doi.org/10.1002/2017JB014013
Kelfoun, K., Gueugneau, V., Komorowski, J.-C., Cholik, N., & Merciecca, C. (2017). Simulation of block-and-ash flows and ash-cloud surges of the 2010 eruption of Merapi volcano with a two-layer model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, *122*, 1–16. http://doi.org/10.1002/2017JB013981
Savage, S. B., & Hutter, K. (1989). The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *J. Fluid Mech.*, *199*(1), 177. http://doi.org/10.1017/s0022112089000340

ANNEXE 3

AGU PUBLICATIONS

JGR

Journal of Geophysical Research: Solid Earth

RESEARCH ARTICLE
10.1002/2017JB013981

This article is a companion to *Kelfoun et al.* [2017] doi:10.1002/2017JB014013.

Key Points:
- A new depth-averaged model of pyroclastic currents coupling the concentrated and the dilute parts
- The model is tested with the 2010 eruption of Merapi volcano and reproduces the main characteristics observed in the field
- This is a new version of the code VolcFlow developed for the modeling of volcanic flows

Supporting Information:
- Supporting Information S1
- Movie S1

Correspondence to:
K. Kelfoun,
k.kelfoun@opgc.univ-bpclermont.fr

Citation:
Kelfoun, K., V. Gueugneau, J.-C. Komorowski, N. Aisyah, N. Cholik, and C. Merciecca (2017), Simulation of block-and-ash flows and ash-cloud surges of the 2010 eruption of Merapi volcano with a two-layer model, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, *122*, doi:10.1002/2017JB013981.

Received 27 JAN 2017
Accepted 11 MAY 2017
Accepted article online 12 MAY 2017

©2017. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Simulation of block-and-ash flows and ash-cloud surges of the 2010 eruption of Merapi volcano with a two-layer model

Karim Kelfoun[1], Valentin Gueugneau[1], Jean-Christophe Komorowski[2], Nurnaning Aisyah[3], Noer Cholik[3], and Charley Merciecca[1]

[1]Laboratoire Magmas et Volcans, Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Clermont-Ferrand, France, [2]Institut de Physique du Globe de Paris, Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot, UMR 7154 CNRS, Paris Cedex 05, France, [3]Balai Penyelidikan dan Pengembangan Teknologi Kegunungapian, Yogyakarta, Indonesia

Abstract A new depth-averaged model has been developed for the simulation of both concentrated and dilute pyroclastic currents and their interactions. The capability of the model to reproduce a real event is tested for the first time with two well-studied eruptive phases of the 2010 eruption of Merapi volcano (Indonesia). We show that the model is able to reproduce quite accurately the dynamics of the currents and the characteristics of the deposits: thickness, extent, volume, and trajectory. The model needs to be tested on other well-studied eruptions and the equations could be refined, but this new approach is a promising tool for the understanding of pyroclastic currents and for a better prediction of volcanic hazards.

Plain language Summary Pyroclastic currents are composed of hot gas and rock fragments. They are very dangerous, and their complex behavior makes the related hazards difficult to predict. They are generally formed of two distinct parts: (1) a basal flow that carries ashes and large blocks (up to cubic meters) that is very destructive but follows existing valleys and (2) a dilute part, called pyroclastic surge, that carries ashes in hot turbulent gases. This part is less destructive for infrastructures, but it is less confined by the topography, escapes easily from the valleys, and is very dangerous for the inhabitants. A new numerical model has been developed to simulate their emplacement. It is tested here with the eruption of Merapi volcano in 2010. We show that the model reproduces the main characteristics of the real phenomenon. This new model gives promising perspectives for the understanding of pyroclastic current emplacements and for future estimation of related hazards and impacts on the population, the infrastructure, and the environment.

1. Introduction

A pyroclastic density current (PDC in the following) is formed by hot rock fragments and gases, whose concentration varies in space and time, changing the current density. Even if transitions occur, two parts are commonly identified in the same current. Pyroclastic surges, also called dilute currents or dilute pyroclastic density currents (dilute PDCs) in the following, are high velocity and low-particle-concentration turbulent currents [e.g., *Wright et al.*, 1980]. They are generally several tens of meters thick and leave relatively thin deposits [*Fisher and Waters*, 1970; *Wohletz and Sheridan*, 1979; *Walker*, 1984]. Their particles are generally small in diameter ($<$1 mm), although coarser elements are often found. They may originate from eruption column collapse, lava dome collapse, or concentrated pyroclastic flows [*Hoblitt et al.*, 1981; *Waitt*, 1981; *Valentine*, 1987]. Concentrated pyroclastic flows (called concentrated PDCs or simply flow in the following) are defined as high concentration currents whose thickness approaches that of their deposits [*Fisher*, 1979]. They are formed of a large range in particle sizes and can carry ash as well as cubic-meter-sized blocks. Concentrated and dilute PDCs are particularly devastating for humans and infrastructures. Due to their high mobility and their capacity to escape from channels, pyroclastic surges generally detach from the dense basal part, affect larger areas, and are very dangerous for inhabitants in the vicinity of volcanoes. The physics of PDCs and of their interactions is still challenging. Numerical models can be used to explore the validity of physical laws and to determine the main parameters that influence PDC emplacement. There is also a strong need for the development of a robust numerical model for hazard assessment.

A new numerical model that simulates both the concentrated and the dilute parts of PDCs and their interactions is developed and explored theoretically in the companion paper [*Kelfoun*, 2017]. The model is compared here with a natural field case to check its ability to reproduce the natural phenomenon. For an objective

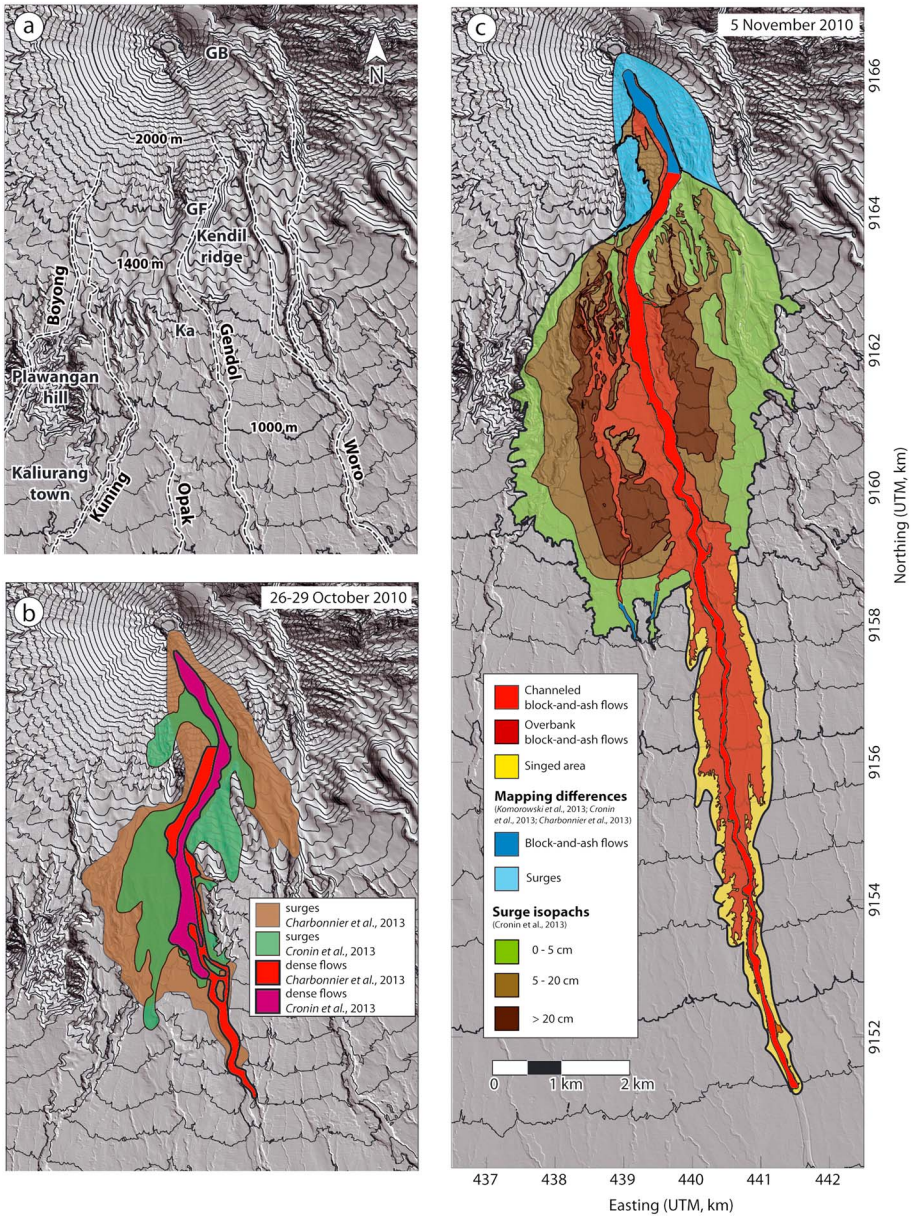


Figure 1. (a) Locations used in the text. Rivers are in dashed lines. GB: Gendol breach, GF: Gendol funnel, Ka: sector of Kaliadem. Deposits of surges and flows of Merapi formed by (b) 26 October 2010 and (c) 5 November 2010 eruptions. The map of 5 November represents all the deposits and not only those of the paroxysmal phase simulated. Data come from *Charbonnier et al.* [2013], *Cronin et al.* [2013], and *Komorowski et al.* [2013]. The differences in the mapping are shown on the figures.

estimation of the model's quality, it is necessary to reduce the number of free parameters in the model and to compare the maximum number of common features between the model and reality. We thus need an eruption with the maximum amount of detailed and quantified field data.

The 2010 eruption of Merapi volcano (Central Java, Indonesia) was one of the most destructive in the last century. It generated more than 100 pyroclastic currents, with a large range of volumes, energy, and destruction [*Cronin et al.*, 2013]. The activity was well monitored and observed, and the chronology of the events can be reconstructed [e.g., *Jousset et al.*, 2013a; *Surono et al.*, 2012; *Budi-Santoso et al.*, 2013; *Aisyah et al.*, 2010]. The deposits and the current characteristics (damage, directions, temperatures, etc.) have been studied in depth [*Komorowski et al.*, 2013; *Charbonnier et al.*, 2013; *Cronin et al.*, 2013; *Jenkins et al.*, 2013]. The complex topography of the area, with valley bends, valley depth variations, and hills (Figure 1a), makes it possible to

verify whether the velocities and thicknesses predicted by the model are correct or not. Moreover, several types of PDCs have been identified: valley-confined concentrated PDCs, overbank PDC lobes, high-energy dilute PDCs, dilute PDCs detached from the flows, and surge-derived pyroclastic flows formed by the dilute currents [*Komorowski et al.*, 2013]. Finally, a high-resolution digital elevation model (DEM; 70 cm) has been calculated from a Lidar campaign carried out in 2012, after the eruption studied. Given that pyroclastic currents are very sensitive to meter-scale topography, a recent and accurate DEM is essential for correct modeling.

2. The 2010 Eruption of Merapi Volcano

The 2010 eruption of Merapi volcano has been extensively studied [e.g., *Pallister et al.*, 2013; *Surono et al.*, 2012; *Komorowski et al.*, 2013; *Charbonnier et al.*, 2013; *Cronin et al.*, 2013; *Jenkins et al.*, 2013].

Surono et al. [2012] and *Jousset et al.* [2013a] describe the chronology of the eruption and the succession of eruptive phases. *Pallister et al.* [2013] give a detailed description of the eruption chronology and estimate the extrusion rates. *Budi-Santoso et al.* [2013], *Luehr et al.* [2013], and *Jousset et al.* [2013b] present the 2010 eruption from several geophysical points of view and *Drignon et al.* [2016] based on textural analyses and glass water content. *Cronin et al.* [2013], *Charbonnier and Gertisser* [2012], *Komorowski et al.* [2013], and *Jenkins et al.* [2013] provide a chronology of the eruption and map and describe the deposits. *Charbonnier et al.* [2013] map the different phases of the PDCs, detailing the concentrated flow deposits and combining field observations with satellite images. *Komorowski et al.* [2013] give a detailed examination of the distribution, stratigraphy, and sedimentology of PDC deposits and a reconstruction of the properties of the dilute PDCs. *Jenkins et al.* [2013] focus on the impact of a major explosive eruption on a densely populated area and calculate the dynamic pressure and temperature of the dilute PDCs. The reader can refer to these works for additional information. Other aspects of the eruption are also discussed in a special volume dedicated to the 2010 eruption of Merapi [*Jousset et al.*, 2013a]. The following summary is based on these previous studies.

2.1. Chronology of the 2010 Eruption

The chronology of the eruption is known precisely thanks to the geophysical monitoring of the Merapi observatory, as well as first-hand accounts and field observations. Moreover, despite clouds that covered the volcano during much of the eruptive episodes, near real-time monitoring of the volcanic activity and mapping of the extent of the PDCs were carried out using geophysical data and radar imagery [*Pallister et al.*, 2013; *Charbonnier et al.*, 2013; *Komorowski et al.*, 2013; *Solikhin et al.*, 2015].

After 2 months of enhanced levels of all monitored parameters (seismicity, ground deformation, etc. [*Aisyah et al.*, 2010]) the first eruptive phase began on 26 October at 17:02, local time (UT +7). A laterally directed phreatomagmatic explosion from a shallow magma intrusion or small cryptodome produced a crater 200 m wide and 100 m deep. This explosion not only destroyed the old summit dome complex and the shallow magma intrusion but also evacuated the conduit filled with volatile-rich magma over several kilometers [*Drignon et al.*, 2016]. It generated PDCs (dense and dilute) that traveled up to 5.4 km along the Opak valley and 6.8 km along the Gendol valley (locations on Figure 1a). Eruptions and collapses of the old summit continued between 26 and 29 October, producing an estimated volume of ~6×10^6 m^3 [*Surono et al.*, 2012].

After a short period of relative calm, a lava dome appeared on 29 October, as evidenced by incandescence. On 1 November several PDCs reached a distance of 9 km on the southern flank. Satellite radar imagery revealed that the dome growth during the period 1–4 November was extremely rapid for Merapi: the average rate for this period was 25 m^3 s^{-1} [*Surono et al.*, 2012], 2 orders of magnitude greater than during recent dome-building eruptions [*Hammer et al.*, 2000]. This high extrusion rate was associated with several explosions notably on 30 and 31 October, 1 and 2 November, and with an 8 km high ash and gas plume [*Surono et al.*, 2012; *Pallister et al.*, 2013]. On 3 November, a series of magmatic explosions, associated with the concomitant growth and destruction of the lava dome that breached the southern part of the summit crater, generated PDCs 12 km in length. On 4 November, the new summit lava dome had been rebuilt to a volume of ~5×10^6 m^3. Recurrent explosions during this period of dome growth with a very high eruption rate produced a series of PDCs whose dilute part generated a succession of thin wavy bedded sandy surge units [*Jenkins et al.*, 2013].

The activity peaked on 5 November after 00:02 local time with a series of dome explosions and retrogressive collapses that destroyed the new dome (stage 4 of *Komorowski et al.* [2013]). The PDCs generated reached a distance of 16 km on the south flank and destroyed an area of about 22 km^2 (Figure 1c). At 00:13, another eruptive phase caused the retrogressive collapse of a large part of the summit (stage 5 of *Komorowski et al.* [2013]). This was followed by a subplinian phase (stage 6 of *Komorowski et al.* [2013]) between 02:11 and 04:21 local time that produced a convective plume that rose to more than 15 km in height and produced scattered pumice showers and thin mobile pumiceous PDCs channelized in the Gendol valley. Posteruption images of the summit show a new, roughly circular crater with a diameter of ~400 m breached to the southeast.

From 5 to 8 November, the activity changed to an intense degassing, with numerous medium-sized PDCs from explosions and collapses of the new lava dome that had formed after the peak activity. After 8 November, seismic activity gradually started to decrease in intensity. Satellite data indicated that dome growth ceased by 8 November following a brief 12 h long pulse at a remarkable rate of ~35 $m^3\ s^{-1}$ [*Surono et al.*, 2012].

We chose the 26 October and the 5 November eruptive phases to check the model validity because they have been well mapped and studied. They are described in more detail in the following sections.

2.2. The 26 October Pyroclastic Currents

The 26 October PDCs were generated by vulcanian explosions. Strong incandescence was also observed at the summit [*Cronin et al.*, 2013]. The material included weathered and altered fragments, which were probably derived from the old summit dome complex [*Surono et al.*, 2012]. *Drignon et al.* [2016] recently provided evidence that this initial stage of the eruption was magmatic: the conduit was plugged by the summit's old dome complex and filled with volatile-rich magma. PDCs moved southward up to a distance of 7.5 km, following the Gendol valley that curves along the northwest side of the Kendil ridge (Figure 1). The concentrated part formed massive blocks, lapilli, and ash deposits of up to 15 m in thickness [*Charbonnier et al.*, 2013]. The volume of those deposits has been estimated at about 2×10^6 m^3 and their surface area at about 1 km^2 (see Table 2 of *Cronin et al.* [2013]). The dilute part was unconfined and flowed across a 4 km^2 area with a volume of about 0.21×10^6 m^3, locally reaching thicknesses of 20 cm [*Cronin et al.*, 2013]. Where measured, the mean particle diameter of the surge deposit was about 1ϕ (0.5 mm in diameter) with a sorting of about 1.5ϕ [*Charbonnier et al.*, 2013]. The mapping of the affected area varies slightly between *Cronin et al.* [2013] and *Charbonnier et al.* [2013] (Figure 1b). According to seismic recordings, the duration of the PDC emplacements ranged from 2 to 33 min (see Table 1 of *Cronin et al.* [2013]). The values of the parameters of the 26 October eruption, which are used in the model, are listed in Table 1.

2.3. The 5 November Pyroclastic Currents

The 5 November phase corresponds to the paroxysmal activity of the 2010 eruption. It corresponds to phase 3 of *Charbonnier et al.* [2013], the end of phase 3 of *Cronin et al.* [2013], to phase 4 of *Komorowski et al.* [2013], and this period is included in the magmatic phase (1–7 November) of *Surono et al.* [2012].

Dilute and concentrated currents were generated simultaneously by a series of dome explosions and retrogressive collapses that destroyed the new dome, from 00:02 to 00:13 local time. During these 11 min of paroxysmal activity, five distinct explosions were detected by seismic recorders [*Komorowski et al.*, 2013]. Although each explosion most likely triggered partial dome collapse and emplacement of pyroclastic currents, only three distinct deposits have been identified [*Komorowski et al.*, 2013]. The largest two explosions and associated partial dome collapses generated PDCs that were funneled through the Gendol Breach (Figure 1). The transverse 240 m high Kendil ridge (Figure 1) caused the surge to split and overpass the ridge to enter the Woro river drainage system to the southeast, while another part of the surge and the concentrated flow turned 90° to the west to follow the upper Gendol valley.

In the sector of Kaliadem, at 4 km from the summit (Figure 1), a large overflow caused the pyroclastic flows to enter the Opak valley, while the main part turned 90° south, following the Gendol valley where it was strongly channeled downstream and reached a distance of 15.5 km [*Charbonnier et al.*, 2013]. Except close to Kaliadem, overflowing of the concentrated part was relatively limited. The overflowing, observed at numerous places along the Gendol valley (Figure 1c, south of y = 9160 km), which forms overbank lobes on the interfluves and relatively short channelized flows ($<$1 km) in neighboring drainage basins [*Charbonnier et al.*, 2013;

Table 1. Parameters Used in the Model

		Known or Estimated From the Field			
g	Gravity (m s^{-2})	9.78	d	Particle diameter (mm)	0.25
ρ_a	Atm. density (kg m^{-3})	1	z	Topographic elevation (m)	DEM
ρ_g	Gas surge density (kg m^{-3})	0.64	d_s	Source diameter (m)	200
ρ_p	Particle density (kg m^{-3})	2400	t_s	Source duration (s)	150
ρ_d	Dense flow density (kg m^{-3})	1600			
			Simulation 26 October	Simulation 5 November	
V	Total volume (m^3)		2×10^6	7×10^6	
	→Volume rate (m^3 s^{-1})		13.3×10^3	46.6×10^3	
		Estimated by Trials and Errors			
			Simulation 26 October	Simulation 5 November	Range Explored
a_1	u^2 coefficient for the flow		0.01	0.01	0–1
a_2	Turbulent coefficient of the surge		0.05	0.3	0–1
a_3	Surge production coefficient		7×10^{-4}	6.6×10^{-4}	$0–10^{-2}$
C_d	Drag coefficient for particle settling		32	25	0–100
T_0	Yield strength of the flow (Pa)		5000	2500	$0–2 \times 10^4$
ρ_m	Mixture density (kg m^{-3})		3	8	0–100
		Calculated by the Model			
$T = (T_x, T_y)$	Retarding stress of the flow		$u = (u_x, u_y)$	Flow velocity	
$R = (R_x, R_y)$	Retarding stress of the surge		$v = (v_x, v_y)$	Surge velocity	
ϕ_m	Mass flux flow → surge		h	Flow thickness	
ϕ_s	Mass flux surge → flow		h_s	Surge thickness	
w_{sed}	Particle settling velocity		ρ_s	Surge density	
P_{dyn}	Dynamic pressure		t	Time	

Thouret et al., 2015], was formed later, during the retrogressive collapse of the old summit (between 0:13 and 01:57, phase 5 of *Komorowski et al.* [2013]). The flow deposits of the 00:02–00:13 phase are composed of massive blocks, lapilli, and ash of fresh, glassy, dense, dark-grey andesite. The median particle size is coarse and can reach -6ϕ (64 mm), and blocks of several cubic meters are frequent [*Charbonnier et al.*, 2013]. The thickness of the concentrated flow deposit can reach 17 m locally [*Charbonnier et al.*, 2013].

The surges destroyed an area of 22 km^2, much larger than the flows. They escaped from the valleys where the flows are channelized, overflowing higher relief, among them the 240 m high of Kendil ridge, and blew down stretches of forest. On interfluves and ridgetops the dilute current formed characteristic thin, sandy, wave-bedded to massive, erosive surge deposits that locally have depositional and impact features typical of high-energy blast-like currents [*Komorowski et al.*, 2013; *Jenkins et al.*, 2013]. Interaction of the surges with the topography was complex and generated several lobes advancing simultaneously along subparallel drainage systems. The surge deposits show a trilobate distribution with a prominent lobe centered on the Gendol valley and secondary lobes centered on the Opak and Kuning valleys (Figure 1c). Studies of surge deposits show three main units of turbulent currents (see the description of units U0, U1, and U2 and their subunits in *Komorowski et al.* [2013]), a blast component being suspected for some units. The deposit units reach up to 1.5 m, and clast diameters are up to 20 cm close to the concentrated flows. The median diameter of the deposits varies from -4 to 4 ϕ (16 mm–0.06 mm) with a mean median of about 2ϕ (0.25 mm) (see Figure 13 of *Komorowski et al.* [2013]). Clast densities associated with the paroxysmal phase vary from 2100 kg m^{-3} to 2700 kg m^{-3} with a mean of 2400 kg m^{-3} (see Figure 15 of *Komorowski et al.* [2013]). The volume of surge deposits has been estimated at 1.8×10^6 m^3 [*Cronin et al.*, 2013], 3.2×10^6 m^3 [*Charbonnier et al.*, 2013], and 3.52×10^6 m^3 [*Komorowski et al.*, 2013]. The temperature of the surge has been estimated to be less than 320°C [*Jenkins et al.*, 2013; *Trolese et al.*, 2016; *Baxter et al.*, 2017]. This is compatible with the value obtained by *Voight and Davis* [2000] for the 1994 eruption of Merapi ($T \sim$ 200–300°C) and by *Charbonnier and Gertisser* [2008] for the 2006 eruption ($T >$ 165°C). The temperature can differ between the hot particles and the gas of the dilute PDC. It is noteworthy that according to the survivors of the 1994 eruption who were injured by the surge at its margin (northwest of Kaliurang town), the particles were burning while the gas was breathable (unpublished data gathered during the field work of *Kelfoun et al.* [2000]).

Deposits of valley-confined block-poor flows have also been formed during the paroxysmal phase. *Komorowski et al.* [2013] interpret these PDC deposits as high-concentration granular flows produced by rapid sedimentation from the dilute PDCs. Similar units, also called surge-derived pyroclastic flows, were described at Soufrière Hills, Montserrat [*Calder et al.*, 1999; *Druitt et al.*, 2002] and Mount St. Helens [*Fisher et al.*, 1987]. The volume of PDC (flows and surges) deposits formed during the paroxysmal activity (00:02 to 00:13) is about $6 \times 10^6 m^3$. The total volume of the deposits formed between 00:02 and 01:57 is about $20 \times 10^6 m^3$.

3. Topography

The digital elevation model (DEM) used for the simulations was calculated following an aerial Lidar campaign in 2012. The resolution is 70 cm, and the data cover all the south flank of the volcano. Some areas of the volcano were covered by clouds and were not measured. The missing data were completed using oversampled data coming from a 15 m resolution DEM calculated by the Darmstadt University of Technology using photographs taken between 1981 and 1982 [*Läufer*, 2003; *Gerstenecker et al.*, 2005]. This topography correction concerns the hills whose topography has not changed since 1981. The resolution of the DEM used in the simulations shown is 10 m. With such a resolution, valleys and tributaries are visible on the DEM used, and the calculation time of some hours on a desktop computer is compatible with an estimation of the best fit parameters by trials and errors. Since the DEM was acquired in 2012, that is to say after the eruption, the topography is not exactly what it was during the current emplacement. The valleys were filled and then eroded, but this essentially modifies the valley bed and not changed drastically the surroundings that control the current emplacement.

4. The Two-Layer Model

Details and analysis of our two-layer model are described in *Kelfoun* [2017]. The following sections summarize the main characteristics of the model.

4.1. Governing Equations

PDCs are considered to be formed of two distinct parts: a concentrated part (here a block-and-ash flow) and a diluted part (the ash-cloud surge). Each part is simulated by a depth-averaged approach. For more details on the depth-averaged approach and on its limitations on complex topographies, and for references on recent advances, the reader may report to the companion article [*Kelfoun*, 2017]. The concentrated flow is simulated by solving three governing equations: mass and momentum equations in x and y. Because the dilute current can be affected by strong density variation, a fourth equation is added in the system. Surges are thus simulated by four balance equations: gas mass, bulk mass, and momentum in x and y.

4.2. Constitutive Equations

According to the results of previous simulations of pyroclastic flows, the physical behavior of the concentrated part (deposit and concentrated pyroclastic flows) is approximated by a predominantly plastic rheology with an additional term related to the square of the velocity u that can take into account particle collisions or rock dismantling [*Kelfoun et al.*, 2009; *Charbonnier and Gertisser*, 2012]. This rheology allows the formation of deposits of realistic thickness, extension, and velocity with levee morphologies [*Kelfoun*, 2011]. The resistive stress T of a plastic flow is given by

$$\mathbf{T} = -T_0 \frac{\mathbf{u}}{\|\mathbf{u}\|} - a_1 \rho_d \|\mathbf{u}\| \mathbf{u} \quad (1)$$

where T_0 is the yield strength, ρ_d the concentrated flow density, and a_1 a parameter that relates the velocity squared of the concentrated flow to the stress exerted. It has been estimated to be about 0.01 by *Charbonnier and Gertisser* [2012] and *Charbonnier et al.* [2013] for the concentrated PDCs of Merapi of 2006 and 2010, respectively. According to equation (1), below a given thickness that depends on T_0 and on the local slope, the mass is at rest. Above this critical thickness, it begins to flow, forming a concentrated flow (primary or surge-derived).

Pyroclastic surges are considered to move in a predominantly turbulent mode [*Wright et al.*, 1980], and their resistive stress is given by

$$\mathbf{R} = -a_2 \rho_s \|\mathbf{v}\| \mathbf{v} \quad (2)$$

where a_2 is a parameter that relates the turbulent stress to the velocity squared of the surge and ρ_s is the surge density and v its velocity.

4.3. Exchange Laws

The following laws describe the mass exchanges between the concentrated and the dilute currents. The particles of the flow can separate out to form the dilute current, and, inversely, the dilute current can form either a basal concentrated flow or a deposit by sedimentation.

The mass flux of particles that leave the basal flow to the surge is considered to be a function of the velocity of the flow, based on experimental work on wind-blown sand [*Xuan*, 2004, and references therein]:

$$\phi_m = a_3 \, \mathbf{u}^3 \tag{3}$$

The mass flux changes both the thickness and the density of the surge according to

$$\frac{dh_s}{dt} = \frac{\phi_m}{\rho_m} \tag{4}$$

and

$$\frac{d(\rho_s \, h_s)}{dt} = \phi_m \tag{5}$$

where ρ_m is the density of the mixing that forms the dilute current.

The mass flux of particles leaving the surge by sedimentation to form either a flow or a deposit is expressed by

$$\phi_s = \left(\rho_s - \rho_g\right) w_{\text{sed}} \tag{6}$$

where w_{sed} is the mean settling velocity of the particles [e.g., *Sparks et al.*, 1997; *Bonnadona et al.*, 1998]:

$$w_{\text{sed}} = \sqrt{\frac{4\left(\rho_p - \rho_s\right) g d_p}{3 C_d \rho_s}} \tag{7}$$

with C_d the drag coefficient and d_p the diameter of the particles.

Following *Doyle et al.* [2008, 2010], sedimentation is considered to affect the surge density but not its thickness. Where the density is locally lower than the atmosphere, the mass should liftoff. This is taken into account in the model by removing the remaining mass of the surge from the system. Entrainment of the atmosphere is not taken into account in the model. The consequences of this assumption generally do not modify the dynamics of the current except where the surge density is low (i.e., close to its margin). The flows are assumed to be isothermal as documented by *Trolese et al.* [2016] and nonerosive, despite soil removal, rock striation, and erosion of previous deposits of PDC being observed in the field.

5. Input Parameters of the Model

Fourteen parameters must be defined for a simulation. Some parameters are known or can be estimated from field observations, at least within a given range (see Table 1). Five parameters are unknown and are estimated by a trial-and-error approach that compares numerical results to field data.

5.1. Known Parameters and Estimated Parameters

Some parameters are known or can be estimated easily: topography, gravity, or density of the atmosphere, for example.

Some parameters are fixed from a mean value of field measurements available (see section 2), for example, the mean particle density, ρ_p. Even if the parameters vary spatially, the variations are relatively small, and we therefore use constant values for the simulations. We chose the same values for both the 26 October and the 5 November phases.

The temperature of the 4 November surge deposit was estimated at 240–320°C and did not change significantly from proximal to distal areas [*Trolese et al.*, 2016]. We thus assume that the temperature of the gas in

the surge is also constant but is lower than that of the particles due to ingestion of air. With a mean temperature of 150°C, the value of the gas in the surge is $\rho_g = 0.645$ kg m^{-3}.

For the concentrated part (primary concentrated flows, surge-derived concentrated flows, and deposits) the density is assumed to be $\rho_d = 1600$ kg/m^3. It is the density of the ashfall measured by *Komorowski et al.* [2013] in the 2010 eruption deposits and is very close to the density of 1500 kg/m^3 used by *Charbonnier et al.* [2013] for the simulation of the concentrated part at Merapi. In fact, the exact value of the flow density is not critical: it acts on the dynamics through the ratio T_0/ρ_d and, as will be seen below, T_0 is estimated by a trial and error approach. The main consequence is that using a value for the density, which is, for example, twice the real density, will also lead to an estimation of the yield strength T_0, which is twice the correct value. We consider that the density of the concentrated flow is constant during emplacement and that its value is reached immediately on formation at the source.

The conditions of current genesis, at the vent, are determined with little accuracy. A retrogressive collapse has been described for the more voluminous currents. Laterally directed explosions have also been described, but their influence on pyroclastic current emplacement is difficult to assess. Videos available of moderate explosions show that at least some PDCs are generated by vulcanian events: following the explosion, the mass falls into the crater and forms a concentrated flow that passes over the rim breach to the south. We base our vent conditions on this mechanism: whatever the exact genesis of PDCs, only concentrated pyroclastic flows are generated and they leave the crater at an initially low velocity by gravity alone. The resulting flows then generate a dilute current by displacement following equation (3).

For the two phases (26 October and 5 November), the source of PDCs is defined by a radius of 200 m in diameter located at the bottom of the crater (centered on $x = 436465$ and $y = 9166175$, UTM, WGS84). We simulate the retrogressive gravitational collapses or the vulcanian explosions by the release of a given volume at a constant rate, which is calculated by dividing the total volume of the event by the genesis duration (Table 1): numerically, this is done by adding a given thickness of concentrated flow per second on the source area, with a null velocity, and by calculating the velocity of the resulting mass by momentum conservation. Volumes and durations are known within a given range, and their best values are estimated by fitting the simulation to the field data. For the 26 October phase, we simulate the longest unit of a series of pyroclastic currents [*Cronin et al.*, 2013], whose total volume is about 2×10^6m^3. The duration of the collapse is unknown but is shorter than the total duration of the current emplacement, which was between a few minutes and 30 min [*Cronin et al.*, 2013]. For the 5 November phase, field data show that five units were emplaced during the 11 min of the paroxysmal activity, with a total volume of about 6×10^6 m^3 [*Komorowski et al.*, 2013]. We simulate the more voluminous and the more extensive PDCs that were generated during the peak activity, which lasted about 150 s according to geophysical data [*Komorowski et al.*, 2013].

The mean particle diameter, d_p, is considered to be 0.25 mm from field data and is used for the two eruptions studied [*Charbonnier et al.*, 2013; *Cronin et al.*, 2013; *Komorowski et al.*, 2013]. The coefficient C_d is a drag coefficient that rules the surge particle sedimentation and depends on the shape and roughness of particles and on the flow dynamics. For a turbulent flow around one particle it is between 0.47 (smooth spheres) and 2 [*Valentine*, 1987; *Woods and Bursik*, 1991; *Dellino et al.*, 2008; *Dioguardi and Mele*, 2015]. However, it becomes more complex with several particles in a turbulent mixture, and the C_d value may be higher (>10) [*Bonnadona et al.*, 1998; *Dioguardi and Mele*, 2015]. The parameters d_p and C_d act on the settling velocity of the surge particles. We estimate the best settling velocity by fixing d_p and varying C_d. within the estimated range (Table 1).

5.2. Unknown Parameters

Five parameters are unknown and must be estimated by trial and error: the rheological parameters of the flow (T_0, a_1) and of the surge (a_2), the exchange coefficient a_3 from the flow to the surge, and the density ρ_m of the mixture formed by the fine particles of the flow with volcanic or atmospheric gases. T_0 can be estimated from the thickness of the flow deposit units or from the runout of the flow. The parameters a_1 can be estimated from the flow velocity and, indirectly, from the capability of the flow to cross a given relief. The parameter a_2 controls the surge velocity. It can be estimated by the more or less elongated shape of the area affected by the surges and by their capability to overflow reliefs, a low value of a_2 forming an elongated deposit downstream and overflowing the higher reliefs. The density of the mixing, ρ_m, determines the surge thickness h_s. A

Table 2. Sensibility of the Simulations to the Parameter Variations[a]

<25%	25%–50%	>50%		Area S	Volume	Runout	Width	Area SF
				km^2	$\times 10^6$ m^3	km	km	km^2
Reference model			Values in Table 1	100%	100%	100%	100%	100%
Particle diameter			$d_p/2$	+19.96%	+5.32%	+13.71%	+16.45%	−53.49%
			$d_p \times 2$	−17.45%	−5.32%	−11.04%	−13.11%	+93.02%
Mixing density			$\rho_m/2$	+24.38%	−7.45%	+1.65%	+22.37%	−65.12%
			$\rho_m \times 2$	−25.75%	−5.85%	−5.96%	−14.40%	+155.81%
Surge formation			$a_3/2$	−34.38%	−53.72%	−12.94%	−27.51%	−62.79%
			$a_3 \times 2$	+36.37%	+77.66%	+10.66%	+29.56%	+83.72%
u^2 stress of the flow			$a_2/2$	+34.08%	+69.68%	+11.93%	+29.05%	+69.77%
			$a_2 \times 2$	−33.49%	−53.19%	−12.69%	−26.99%	−60.47%
Duration of the collapse			$t/2$	+12.73%	+4.79%	+3.05%	+12.60%	−46.51%
			$t \times 2$	−28.96%	−6.38%	−10.03%	−17.99%	+190.70%
Flow volume			$V/2$	−47.36%	−56.91%	−15.10%	−35.22%	−72.09%
Gas density			$\rho g = \rho atm$	+40.61%	+1.06%	+18.15%	+33.42%	−37.21%

[a]See the supporting information for the figures of all the simulations listed here. Area = total area covered by deposits (surge + flow) (km^2), volume = volume of surge deposits ($\times 10^6$ m^3), runout = maximal distance reached by the surge (km), width = maximal surge width (km, E-W direction), area SF = area affected by secondary flows (km^2). The area covered by the surge-derived flow is very sensitive to all parameter changes. The volume of the surge deposit and the area covered by the surge are mostly sensitive to the parameters that control its genesis: V, a_2, and a_3.

low value of ρ_m forms a thick, low density surge, while a high value forms a thin, denser surge. However, the value of ρ_m has no influence on the mass of the surge, and consequently, it has little influence on the surge dynamics [*Kelfoun*, 2017], except where the surge thickness is close to the scale of the topographic relief. The value of ρ_m can be estimated by the elevation reached by the surge along the hills and by the capacity of the surge to flow out of the drainage basins and spread out on the interfluves. Finally, a_3 determines the mass flux from the flow to the surge and is estimated from the total mass of the surge deposits.

The order of magnitude of the best fit parameters is then easily estimated before the simulation. The difficulty comes from the feedback effects. For example, let us imagine that the only parameter that does not fit is the runout of the concentrated flow, which is shorter in the simulation. If interactions with the surge were neglected, the value of T_0 just has to be lowered to adjust the model (a low value forms a long, thin flow). But taking interactions into account, lowering this value will increase the concentrated flow velocity and thus the mass flux that forms the surge and, consequently, the mass of the surge deposit. The mass lost by the flow will decrease its volume, which will decrease the flow runout, contrary to what was expected. T_0 and a_1, which control the concentrated flow velocity, are the most sensitive parameters, the other parameters being associated with small feedback effects. The estimation of the most sensitive parameters requires more trial and error simulations to converge toward the best result.

The sensibility of the results to the main parameters is illustrated in Table 2 and in the figures in the supporting information. The maximal influence is caused by the parameters that control the fluxes from the flow to the surge and, consequently, those ruling the concentrated flow velocity: a_2, a_3 and the total volume involved.

6. Results

6.1. Emplacement of the 5 November PDCs

Figure 2 shows the modeling of the 5 November PDCs whose parameters are listed in Table 1. A video of this modeling is added in the additional material. Due to the steep slope of the summit and to the relatively high mass rate, the concentrated flow accelerates rapidly to reach a velocity of 50 m/s. The high velocity leads to the strong genesis of a surge: the concentrated current loses mass (particles) at a rate of about 80 $kg/m^2/s$, which corresponds to a loss of a 5 cm thick layer of the flow per second. Above the flow, the density of the dilute current rapidly reaches 8 kg/m^3, the maximum density imposed by the value of ρ_m, and the thickness reaches about 100 m. The surge acquires its own momentum, and, once it has left the flow, its density decreases laterally by sedimentation.

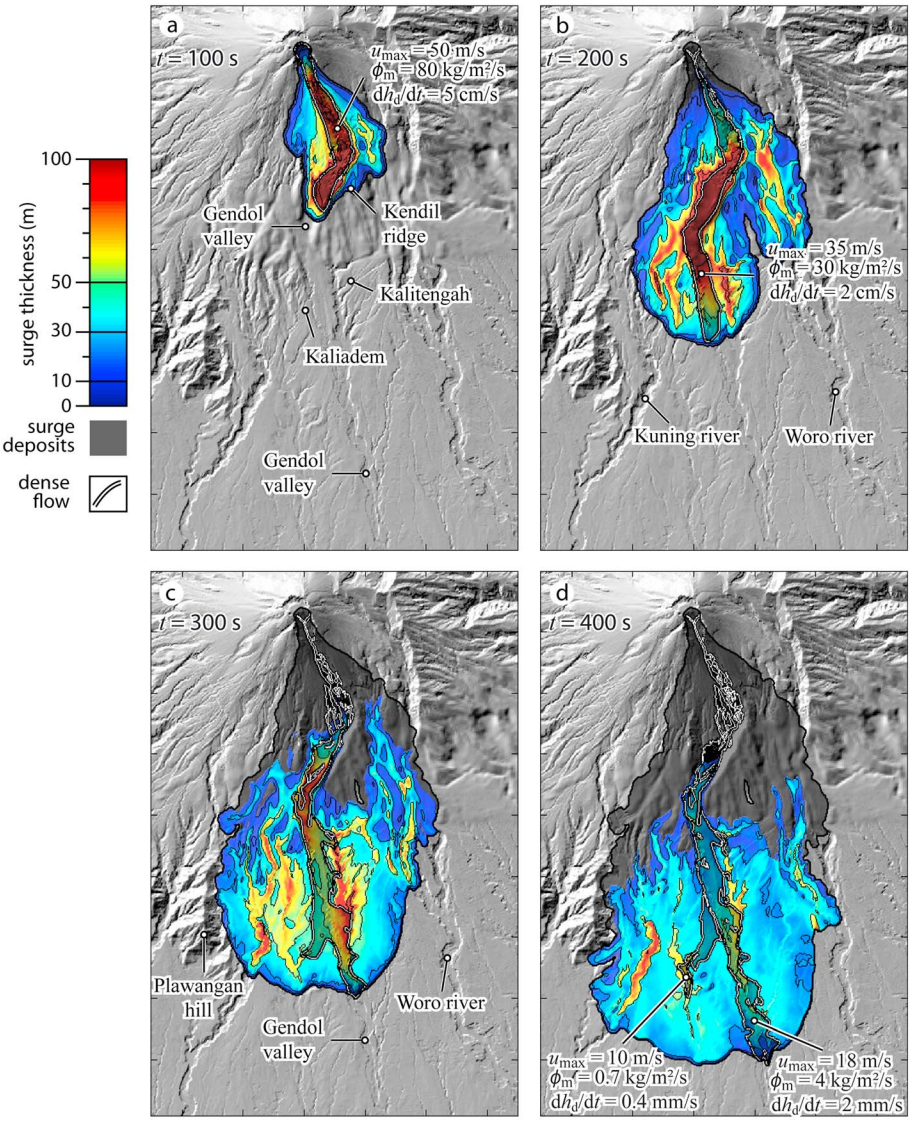


Figure 2. Emplacement of the concentrated and the dilute currents for the 5 November 2010 eruption of Merapi volcano at (a) t = 100 s, (b) 200 s, (c) 300 s, and (d) 400 s. Movie S1 in the supporting information.

To the north of the Kendil ridge, the flow curves to the southwest, following the Gendol drainage basin. The surge initially follows the same path, but because its thickness increases with time, it becomes thick enough to overflow the Kendil ridge (100 to 240 m high) and move southward. A part of the surge detaches from the flow and moves around the east flank of the Kendil ridge to enter the Woro valley (Figures 2a and 2b). The surge that follows the Gendol valley becomes increasingly thicker because it is continuously being generated by the underlying concentrated part, which is channelized in the same valley.

At t = 150 s, PDCs leave the Kendil ridge (location Figure 1a) and reach an opened area where the Gendol valley is shallower (Figure 2b). Due to its velocity and thickness, the concentrated part overflows the Gendol drainage basin to spread out on the interfluves. Part of the mass is channelized in the tributaries of the Opak valley and then flows along this valley for 3 km. Because the surge is no longer channelized by the hilly topography, it can now spread out, covering a large arc-shaped sector from the Kuning valley in the west to the Woro valley in the east, and reaching 8 km from the summit to the south along the Opak and Gendol valleys (Figures 1a and 2c). On this sector, the surge is generally thinner than 40 m. New surges are still generated by the concentrated flows in the Opak and Gendol valleys, but because the slope is more gentle and because the concentrated flows spread out and thin, their velocities lower and surges are

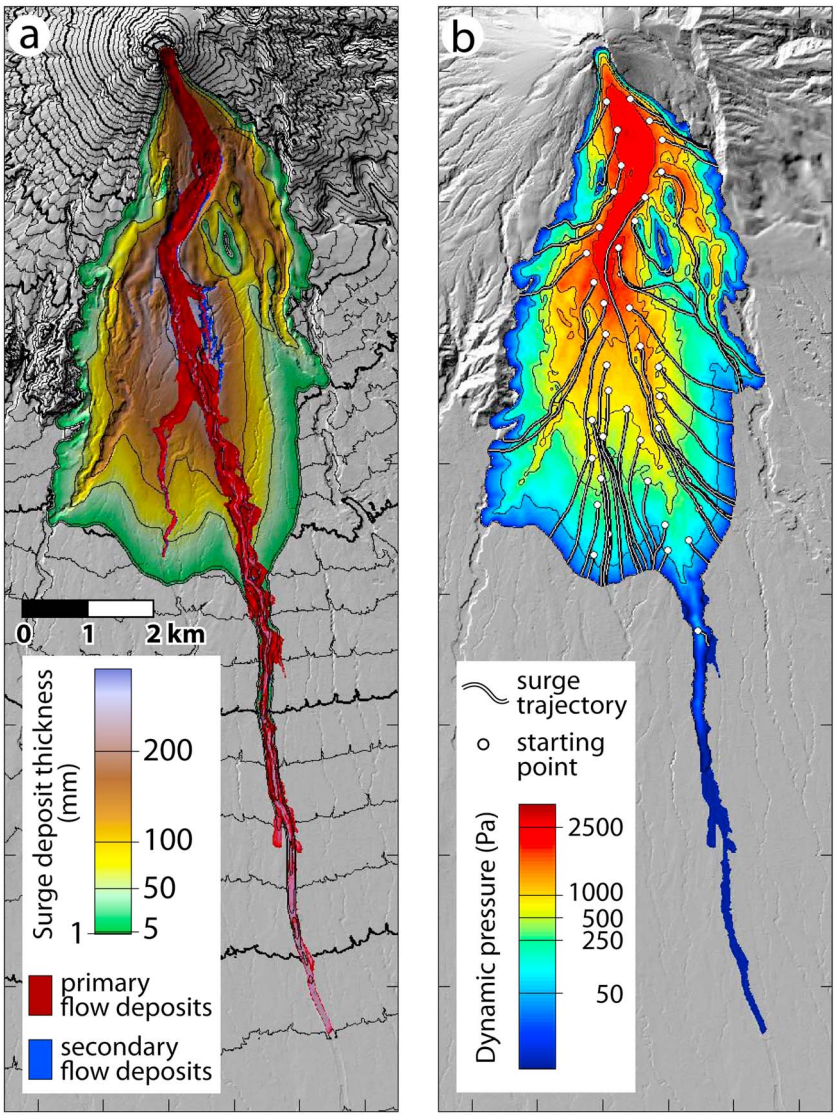


Figure 3. (a) Thickness of surge and concentrated flow deposits. Total surface of deposits 27.11 km^2, surface of surge deposits: 22.14 km^2, volume of surge deposits (excluding settling on the flow): 1.88×10^6 m^3. (b) Maximal dynamic pressure and surge trajectories. The trajectories show the influence of relieves on surge emplacement. Eruption of 5 November.

less energetic (equation (3)) than those generated on the highest slopes of the volcano. Here the velocities of the concentrated flows are between 10 and 20 m/s (Figure 2d), giving a mass flux ϕ_m of less than 4 $kg/m^2/s$ (i.e., loss of surface layer <2 mm per second).

Once formed, the surges (i.e., the surge generated upstream and the later, less developed surges) progressively lose mass by sedimentation and their density decreases until they reach the density of the atmosphere. When atmospheric density is reached, the surge edges remain static, while they are continuously supplied from the concentrated flow. When the supply decreases, the surges disappear progressively (by sedimentation and liftoff) from the supply areas to the outer edges (Figure 2d). Figure 3b shows the streamlines of the surges and indicates the direction of the trunks that would be blown down. They confirm that the main surge is formed upstream of the Kendil Ridge and expands radially once it has passed the ridge, and that downstream, weaker surges are formed in the valleys but only affect their close surroundings.

At 500 s, the concentrated flow, which is still moving, exits from the arc-shaped area covered by the main surge. It generates a current that is too dilute to spread out laterally over significant distances and that settles on the flow only.

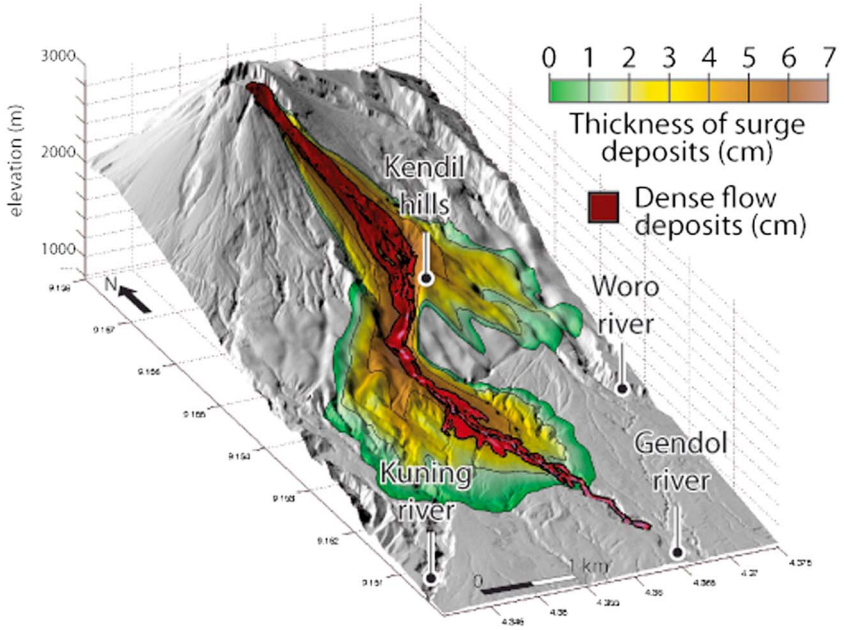


Figure 4. Simulation of surge and concentrated flow deposits for the 26 October 2010 eruption of Merapi volcano.

The results described here are obtained with a total volume of 7×10^6 m^3 (mass of 1.12×10^{10} kg) release during 150 s. With such a volume and volume rate, some limited overflows of the valley's sides are sometimes observed up to some hundreds of meters (for higher volume, the mass flux makes the concentrated flow overflow all the valley's sides). The concentrated flow reaches runout distances of 6 and 15 km in the Opak and Gendol valleys, respectively. The final deposit of the flow varies from 10 to 50 cm on the steep slopes of the cone to 5 m close to the front.

Surge isopachs (Figure 3a) show four deposit lobes due to the influence of the main drainage basins (Kuning, Opak, Gendol, and Woro) on the surge. The total volume deposited by the surges is 2.6×10^6 m^3, and their maximal thickness reaches 30 cm close to the concentrated flow in the Gendol valley. The surge deposits are thinner on the higher relief and thicker at the bottom of the valleys. Locally, where the deposit is thick enough and the slope steep enough, the mass remobilizes after deposition, forming surge-derived concentrated flows that are able to flow for some hundreds of meters and that stop on gentler slopes (Figure 3). With the parameters used (Table 1), surge-derived flows are formed where $h \sin\alpha > T_0/(\rho_d g)$ ~16 cm. This gives the minimal thickness to flow at ~90 cm on a 10° slope and ~25 cm on a 40° slope.

Figure 3b also shows the dynamic pressure calculated by the model by $P_{\text{dyn}} = \frac{1}{2}\rho_s \times \|\mathbf{v}\|^2$. The curves of equal pressure are more or less parallel to the isopachs. The dynamic pressure can be higher than 5 kPa on the cone. Downstream, it is of about 1 kPa in the inhabited areas of Kaliadem and Kalitengah (Figure 2).

6.2. Emplacement of the 26 October PDCs

Figure 4 shows the deposits of the 26 October pyroclastic currents. The currents are shorter than for the 5 November eruption, but they share a similar behavior: flow velocities are high on the steep slopes and generate a relatively dense, thick surge; the dense flow is channelized in the Gendol drainage basin; and the relief of the Kendil influences the surge in a similar manner.

A good correspondence between the model and the reality is obtained for the parameters listed in Table 1. The main difference between the 26 October and the 5 November eruptions, in the field, is the magnitude of the event. The concentrated flow follows the Gendol valley, and, due to its small volume, it forms small overbanks but does not overflow into the Opak valley. The dilute current forms two lobes. The first lobe detaches from the flow of the Gendol valley, where it curves to the southwest and overflows the Kendil ridge. It reaches the Woro drainage basin, where it moves for 1.5 km. The other lobe spreads out on the flatter area downstream of the Kendil ridge. This lobe spreads out laterally over 700 m to the east of the Gendol valley

and over 1000 m to the west. Surge deposit thickness is maximal at 10 cm close to the flow. The maximum velocity of the concentrated flow is 40 m/s on the steepest slopes of the cone, and it decreases at less than 20 m/s downstream of Kaliadem (Figure 2). The surge reaches 60 m/s north of Kendil ridge and then moves at a mean velocity of about 25 m/s in both the Woro and the Gendol areas. It is faster than the flow that is thin enough to slow down by its yield strength T_0. However, the surge stops at about 6 km from the summit by liftoff, while the concentrated part continues to flow, overtakes the surge boundary, and finally stops at 7 km from the summit.

7. Discussion

A comparison between the simulations (Figures 3 and 4) and the field data (Figure 1) shows a good correspondence both for the 26 October and the 5 November eruptive phases.

For the 26 October eruption, the simulated concentrated flow reproduces the runout, the extent, and the thickness of the natural phenomena (Figures 1b and 4). The velocity of an actual flow has not been observed, but the channelizing in the Gendol valley and the extent of the concentrated deposits indicate that the velocity of the simulation is very close to reality. The surge velocity on the terminal cone is 60 m/s in the model, which corresponds to velocities deduced from videos of similar phases. As in the field, the surge detaches from the Gendol drainage basin to flow in the Woro drainage basin. Another surge spreads out on the interfluves of the Gendol valley. To the west, the model fits with field data, while to the east, the lateral extent reached by the surge in the model is greater than in reality (700 m and 200 m, respectively). The thickness of dilute current deposits is close to the real deposits.

For the 5 November eruption, the flow deposit also shows similar characteristics: the overall shape of the area covered by the concentrated flow, the overflow into the Opak valley to the south of Kendil ridge, and the runout in the Gendol and the Opak valleys. The large overbanks mapped in the southern part of the Gendol valley are not reproduced, but they were formed during another eruptive phase, which is not simulated here (stage 5 [*Komorowski et al.*, 2013]). The thickness of one unit, nearly constant at ~5 m from Kendil ridge to the front, is compatible with reality. For the surge, its density is close to the value estimated (~5 kg/m^3 [*Jenkins et al.*, 2013]) as well as its thickness. The overall shape of the surge deposits corresponds to the real deposits, with a similar thickness over the whole area, and the isopachs elongated southward to form lobes that follow the main drainage basins. The surge trajectories generally coincide with the directions of the blown-down trees [*Komorowski et al.*, 2013]. The total volume of surge deposits (2.6×10^6 m^3) fits with the field data.

All those points show that at least to the first order, the physics chosen and the parameters of the model are close to these of the natural event. For the concentrated flow, a correct path means that both the thickness and the velocity are correctly calculated and, consequently, that the rheology chosen is realistic. The realistic thickness of the deposits indicates that the rheology is adapted not only for the simulation of the emplacement phase but also for the stopping phase. This conclusion was already drawn for the 2009 eruption of Tungurahua [*Kelfoun et al.*, 2009] and for the 2006 eruption of Merapi [*Charbonnier and Gertisser*, 2012]. The present study, with a complex path composed of bends and overbanking, confirms the adequacy of the law and the magnitude of the values used for the simulation of the concentrated flow: $T_0 = 5$ kPa, $a_1 = 0$ for Tungurahua; $3.5 < T_0 < 7.5$ kPa, $a_1 = 0.01$ for Merapi in 2006; and $T_0 = 2.5$ kPa, $a_1 = 0.01$ in this study. It also seems that the depth-averaged approach is suited to the simulation of pyroclastic surges along most of their emplacement. Of course, the model uses 14 parameters, of which 5 (even 6 including the large range of C_d) are adjustable by a trial and error approach. But the number of field data used for the comparison and, overall, the spatial distribution of the data over the entire damaged area are significantly greater than the number of free parameters. This gives confidence in the model results and in the values used.

However, in detail, some significant differences can be observed between the model and the natural deposits. Surge-derived concentrated flows are formed in the model by the sedimentation of the surge and then by remobilization. For the parameters used, they are less developed than the block-poor derived PDC described by *Komorowski et al.* [2013]. Results are closer to reality for thicker surge deposits or for lower values of T_0, but this causes a worse fit with other observations. The mean surge velocity seems correct, but locally, the velocity is underestimated compared to field data. For example, it is 35 m/s where it has been measured at

47–52 m/s from superelevation measurements [*Komorowski et al.*, 2013, Figure 16a] at the ridge separating the Gendol valley from the upper Opak valley. If the field estimation is correct, the lower value in the simulations might be explained by the presence of vortices that are not simulated and can locally increase the velocity of gas and particles. The dynamic pressure seems to be systematically underestimated by the model. For example, it has been simulated at about 1 kPa in the Kaliadem sector, where it is measured as 15 kPa in the field [*Jenkins et al.*, 2013]. The discrepancy might be due to the depth-averaging. In the model, there is no vertical variation in density, while in reality, density increases downward [e.g., *Valentine*, 1987]. The dynamic pressure in the field is related to the surge density and velocity at the ground. In our model, the dynamic pressure is calculated using both the mean density and the mean velocity of the surge. This would inevitably underestimate the density at the ground and, consequently, the dynamic pressure. This could be improved by assuming a density profile in the surge. A more complex genesis of surges, implying overpressure, might be another explanation of this too low dynamic pressure of the model.

The velocity of the concentrated flow front is very slow for several tens of minutes before it stops. This is due to the concentrated mass that converges from the Gendol tributaries and slowly accumulates downstream. Although it is difficult to observe, such a slow stopping phase has never been described. Remember that the rheology used for the concentrated part is adapted to the first order but that it lacks a physical basis and is probably not accurate in detail. This rheology does not explicitly take into account the rheological/mechanical transitions when the dome dismantles to form a flow and when the flow changes to a deposit. The presence of deposits, even very thin ones, on the steep terminal cone is not observed in the field and is another consequence of the first-order rheology used.

Finally, some parameters seem to be high even though they do fall within the estimated range. The best total volume is high compared to the field estimation: $<2 \times 10^6$ m^3 in the field and 2×10^6 m^3 in the model on 26 October and $<6 \times 10^6$ m^3 in the field and 7×10^6 m^3 in the model for 5 November. This could be due to the lack of accuracy in the field measurements or to our assumption that the concentrated flow density equals that of the deposits. The entrainment of previous deposits, which is not simulated, may be another explanation [*Bernard et al.*, 2014]. The DEM resolution of 10 m might smooth the details of the topography. Between two points of the DEM we assume that the elevation changes linearly even if the change is sharp (horizontal areas separated by vertical cliff, for example) in the field. Also remember that the DEM has been calculated after the eruption and that the valleys' morphology was smoothed by the recent deposits. Thus, higher volumes are needed to obtain the same thickness and runout as in reality. To reproduce the extension and thickness of surge deposits, the settling velocity of the surge needs to be about 0.15 m/s and C_d is about 30. Even if possible, such a value of C_d is very high. It is possible that this high value hides other phenomena that would decrease the particle settling velocity and that are not considered in the model: a strong increase of the surge density downward, interactions between particles, or upward gas movements (e.g., thermal buoyancy, air ingestion, and heating) in the surge that counteract particle fall, for example.

Observing the high intensity of damage of the 5 November eruption, we can speculate if the processes at the origin of the surges were different to those of the previous eruptions of Merapi (1994, 2006, and 26 October 2010, for example). Our model cannot exclude that the destruction could have been caused by different mechanisms, such as a laterally directed explosive component with a blast origin, but we show that a different mechanism is not needed to explain the characteristics of surge deposits of the 5 November eruptions. The extension of the damaged area can be explained by a surge, generated by a basal concentrated flow, and moving as a density current. The power of the surge, compared to the eruptions of the last century at Merapi and to the previous phases of 2010, is explained in the model by the large volume that flowed rapidly, generating a large mass flux from the concentrated to the dilute current. This would have generated a thick ($>$100 m) and dense (8 kg/m^3) surge, which was able to detach from the concentrated flow and move rapidly ($>$20 m/s) up to large distances from the flow. The model shows that volume collapse plays a large role in surge genesis, but the volume rate is also very critical: a given volume collapsing in a short time period generates a more powerful surge than the same volume produced over a longer time. The model could then contribute to answer the question posed by *Cronin et al.* [2013]: "why are some phases associated with powerful surges while the majority of the concentrated flows in 2010 and all the currents in 2006 are associated with small dilute currents?" They envisaged several hypotheses and note that there is no relation with the volume of the flow because a small volume flow was associated with a powerful surge (Data S1 in the supporting information, 26 October [*Cronin et al.*, 2013]). Even if this does not exclude other mechanisms, our

model shows that a small volume released in a short time period (<30 s) leads to a high volume rate and can generate a strong surge, a large mass of the concentrated flow being transferred to the dilute current.

What can be said about the values of a_2, ρ_m, and T_0 that differ between the two eruptions? Are the differences related to physical parameters that would differ between the eruptions, such as the rock/lava temperature and the gas content? For example, a higher temperature might change the concentrated flow fluidity (lower T_0), the mixing density above the concentrated flow (ρ_m), or the surge retarding stress (a_2) by increasing surge turbulence. There is a lack of field data to answer this question. A better understanding of the rheologies, of the physics of the phenomena, and of the exchanges is fundamental to improve the model and to better estimate associated hazards. Among them, the exchange law between the concentrated and the dilute current is critical and is probably more complex that the law used here (equation (3)). We stress out that even if the dependence of the surge genesis to the flow velocity cubed seems to be a good approximation, as in the wind tunnel experiments, this does not prove that surge formation is related to saltation. There is a real need for theoretical and experimental work to understand the physics of exchanges and to relate the value of a_3 (or of other parameters in a more complex law) to the physical parameters of the two currents: temperature, velocity, particle size distribution, etc. To go further, we also need to develop and improve observation of real pyroclastic currents to reduce the uncertainties on the values used. Finally, the simulations of other well observed pyroclastic currents are needed to determine if the conclusions drawn for the two eruptions of Merapi in 2010 can be extrapolated to other volcanoes and if the model can be used as a predictive tool.

8. Conclusion

We have developed a new model for pyroclastic currents that couples the basal concentrated flow to the dilute part of the current. The model is based on two distinct depth-averaged currents, the density of the dilute current changing in time and space. We show that the model is able to reproduce quite accurately PDC emplacement from two phases of different intensity that occurred during the 2010 eruption of Merapi volcano.

The model will be tested with other well constrained eruptions, and efforts must be made toward a better understanding of the physics of these currents and of the exchanges between the currents. Nevertheless, this new model gives promising perspectives for the understanding of pyroclastic current emplacements and for future estimation of related hazards and impacts on the population, the infrastructure, and the environment.

Acknowledgments
This work has be funded by the Domerapi ANR (French *Agence Nationale de la Recherche*) Project (ANR-12-BS06-0012). This is the LabEx ClerVolc contribution 250. The data for this paper are available by contacting the corresponding author at k.kelfoun@opgc.fr. We are very grateful to both Tomaso Esposti Ongaro and an anonymous reviewer for their constructive remarks.

References

Aisyah, N., S. Sumarti, D. S. Sayudi, A. Budi-santoso, M. Muzani, S. Dwiyono, Sunarto, and Kurniadi (2010), Aktivitas G. Merapi period September–December 2010 (Erupsi G. Merapi 26 October–7 November 2010), Bull. Berkala Merapi 07/03.

Baxter, P. J., S. Jenkins, S. Rosadi, J.-C. Komorowski, K. Dunn, D. Purser, B. Voight, and I. Shelley (2017), Human survival in volcanic eruptions: Thermal injuries in pyroclastic surges, their causes, prognosis and emergency management, Burns, 2017 Feb 21. pii: S0305–4179(17)30044-X., doi:10.1016/j.burns.2017.01.025.

Bernard, J., K. Kelfoun, J. L. Le Pennec, and S. Vallejo Vargas (2014), Pyroclastic flow erosion and bulking processes: Comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador, *Bull. Volcanol.*, *76*, 858, doi:10.1007/s00445-014-0858-y.

Bonnadona, C., G. G. J. Ernst, and R. S. J. Sparks (1998), Thickness variations and volume estimates of tephra fall deposits: The importance of particle Reynolds number, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *81*, 173–187.

Budi-Santoso, A., P. Lesage, S. Dwiyono, S. Sumarti, S. Subandriyo, P. J. Surono, and J. P. Metaxian (2013), Analysis of the seismic activity associated with the 2010 eruption of Merapi volcano, Java, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 153–170.

Calder, E. S., P. D. Cole, W. B. Dade, T. H. Druitt, and R. Hoblitt (1999), Mobility of pyroclastic flows and surges at the Soufrie're hills volcano, Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 537–540, doi:10.1029/1999GL900051.

Charbonnier, S. J., and R. Gertisser (2008), Field observations and surface characteristics of pristine block-and-ash flow deposits from the 2006 eruption of Merapi volcano, Java, Indonesia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *177*, 971–982.

Charbonnier, S. J., and R. Gertisser (2012), Evaluation of geophysical mass flow models using the 2006 block-and-ash flows of Merapi volcano, Java, Indonesia: Towards a shortterm hazard assessment tool, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *231–232*, 87–108.

Charbonnier, S. J., A. M. Germa, C. B. Connor, R. Gertisser, K. Preece, J.-C. Komorowski, F. Lavigne, T. H. Dixon, and L. J. Connor (2013), Evaluation of the impact of the 2010 pyroclastic density currents at Merapi volcano from high-resolution satellite imagery, field investigations and numerical simulations, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*, 295–315.

Cronin, S. J., G. Lube, D. S. Dayudi, S. Sumarti, S. Subrandiyo, and Surono (2013), Insights into the October–November 2010 Gunung Merapi eruption (Central Java, Indonesia) from the stratigraphy, volume and characteristics of its pyroclastic deposits, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*, 244–259.

Dellino, P., D. Mele, R. Sulpizio, L. La Volpe, and G. Braia (2008), A method for the calculation of the impact parameters of dilute pyroclastic density currents based on deposit particle characteristics, *J. Geophys. Res.*, *113*, B07206, doi:10.1029/2007JB005365.

Dioguardi, F., and D. Mele (2015), A new shape dependent drag correlation formula for non-spherical rough particles. Experiment and results, *Powder Technol.*, *277*, 222–230.

Doyle, E. E., A. J. Hogg, H. M. Mader, and R. S. J. Sparks (2008), Modeling dense pyroclastic basal flows from collapsing columns, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L04305, doi:10.1029/2007GL032585.

Doyle, E. E., A. J. Hogg, H. M. Mader, and R. S. J. Sparks (2010), A two-layer model for the evolution and propagation of dense and dilute regions of pyroclastic currents, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *190*, 365–378.

Drignon, M., T. Bechon, L. Arbaret, A. Burgisser, J.-C. Komorowski, C. Martel, H. Miller, and R. Putra (2016), Pre-explosive conduit conditions during the 2010 eruption of Merapi volcano (Java, Indonesia), *Geophys. Res. Lett.*, *43*, doi:10.1002/2016GL071153.

Druitt, T. H., E. S. Calder, P. D. Cole, R. P. Hoblitt, S. C. Loughlin, G. E. Norton, L. J. Ritchie, R. S. J. Sparks, and B. Voight (2002), Small-volume, highly mobile pyroclastic flows formed by rapid sedimentation from pyroclastic surges at Soufrière Hills volcano, Montserrat: An important volcanic hazard, in *The Eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, From 1995 to 1999, 21*, *Mem. Geol. Soc. London*, edited by T. H. Druitt and B. P. Kokelaar, pp. 263–279.

Gerstenecker, C., G. Läufer, D. Steineck, C. Tiede, and B. Wrobel (2005), Validation of digital elevation models around Merapi volcano, Java. Indonesia, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, *5*, 863–876.

Fisher, R. V. (1979), Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *6*, 305–318.

Fisher, R. V., and A. C. Waters (1970), *Am. J. Sci.*, *268*, 157.

Fisher, R. V., H. X. Glicken, and R. P. Hoblitt (1987), May 18, 1980, Mount St. Helens deposits in South Coldwater Creek, Washington, *J. Geophys. Res.*, *92*, 10,267–10,283, doi:10.1029/JB092iB10p10267.

Hammer, J. E., K. V. Cashman, and B. Voight (2000), Magmatic processes revealed by textural and compositional trends in Merapi dome lavas, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *100*, 165–192.

Hoblitt, R. P., C. D. Miller, and J. W. Vallance (1981), Origin and stratigraphy of the deposit produced by the May 18 directed blast, in *The 1980 Eruptions of Mount St. Helens*, edited by P. W. Lipman and D. R. Mullineaux, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, *1250*, pp. 401–419, Washington, D. C.

Jenkins, S., J.-C. Komorowski, P. Baxter, R. Spence, A. Picquout, F. Lavigne, and Surono (2013), The Merapi 2010 eruption: An interdisciplinary impact assessment methodology for studying pyroclastic density current dynamics, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 316–329.

Jousset, P., J. Pallister, and Surono (2013a), The 2010 eruption of Merapi volcano, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 1–6.

Jousset, P., A. Budi-Santoso, A. D. Jolly, M. Boichu, Surono, S. Dwiyono, A. Sumarti, S. Hidayati, and P. Thierry (2013b), Signs of magma ascent in LP and VLP seismic events and link to degassing: An example from the 2010 explosive eruption at Merapi volcano, Indonesia. Indonesia. Merapi eruption, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 171–192.

Kelfoun K. (2017), A two-layer depth-averaged model for both the dilute and the concentrated parts of pyroclastic currents, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, doi:10.1002/2017JB014013.

Kelfoun, K., F. Legros, and A. Gourgaud (2000), A statistical study of trees damaged by the 22 November 1994 eruption of Merapi volcano (Java, Indonesia): Relationships between ash-cloud surges and block-and-ash flows, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *100*(1–4), 379–393.

Kelfoun, K., P. Samaniego, P. Palacios, and D. Barba (2009), Testing the suitability of frictional behaviour for pyroclastic flow simulation by comparison with a well-constrained eruption at Tungurahua volcano (Ecuador), *Bull. Volcanol.*, *71*(9), 1057–1075, doi:10.1007/s00445-009-0286-6.

Kelfoun, K. (2011), Suitability of simple rheological laws for the numerical simulation of dense pyroclastic flows and long-runout volcanic avalanches, *J. Geophys. Res.*, *116*, B08209, doi:10.1029/2010JB007622.

Komorowski, J.-C., et al. (2013), Paroxysmal dome explosion during the Merapi 2010 eruption: Processes and facies relationships of associated high-energy pyroclastic density currents, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 260–294.

Läufer, G. (2003), Erzeugung hybrider digitaler Höhenmodelle aktiver Vulkane am Beispiel des Merapi, Indonesien, PhD thesis, Darmstadt Univ. of Technology, Aachen.

Luehr, B. G., I. Koulakov, W. Rabbel, J. Zschau, A. Ratdomopurbo, K. S. Brotopuspito, P. Fauzi, and D. P. Sahara (2013), Fluid ascent and magma storage beneath Gunung Merapi revealed by multi-scale seismic imaging, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*(1), 7–19.

Pallister, J. S., D. J. Schneider, J. P. Griswold, R. H. Keeler, W. C. Burton, C. Noyles, C. G. Newhall, and A. Ratdomopurbo (2013), Merapi 2010 eruption—Chronology and extrusion rates monitored with satellite radar and used in eruption forecasting, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *261*, 138–146.

Solikhin, A., J.-C. Thouret, S. C. Liew, A. Gupta, D. Sri Sayudi, J.-F. Oehler, and Z. Kassouk (2015), High-spatial-resolution imagery helps map deposits of the large (VEI 4) 2010 Merapi volcano eruption and their impact, *Bull. Volcanol.*, *77*, 20, doi:10.1007/s00445-015-0908-0.

Sparks, R., M. Bursik, S. Carey, J. Gilbert, L. Glaze, H. Sigurdsson, and A. Woods (1997), *Volcanic Plumes*, pp. 380–403 John Wiley, N. J.

Surono, P., et al. (2012), The 2010 explosive eruption of Java's Merapi volcano—A '100-year' even, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *241–242*, 121–135.

Thouret, J. C., Z. Kassouk, A. Gupta, S. C. Liew, and A. Solikhin (2015), Tracing the evolution of 2010 Merapi volcanic deposits (Indonesia) based on object-oriented classification and analysis of multi-temporal, very high resolution images, *Remote Sens. Environ.*, *170*, 350–371, doi:10.1016/j.rse.2015.09.028.

Trolese, M., G. Giordano, J.-C. Komorowski, S. Jenkins, P. J. Baxter, N. Cholik, and P. Raditya (2016), Thermal behavior of the high-energy PDCs associated with the 2010 Merapi éruption, Cities on Volcanoes COV9, "Understanding volcanoes and society: The key for risk mitigation", International Association of Volcanology and Chemistry of the Earth's Interior (IAVCEI), Puerto Varas, Chile, 20–125 November 2016, abstract.

Valentine, G. A. (1987), Stratified flow in pyroclastic surges, *Bull. Volcanol.*, *49*, 616–630.

Voight, B., and M. J. Davis (2000), Emplacement temperatures of the November 22, 1994 nuée ardente deposits, Merapi volcano, Java, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *100*(1–4), 371–377.

Waitt, R. B. J. (1981), Devastating pyroclastic density flow and attendant air fall of May 18—Stratigraphy and sedimentology of deposits, in *The 1980 Eruptions of Mount St. Helens*, edited by P. W. Lipman and D. R. Mullineaux, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, *1250*, 439–458, Washington, D. C.

Walker, G. P. L. (1984), Characteristics of dune-bedded pyroclastic surge bedsets, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *20*, 281–296.

Wohletz, K. H., and M. F. Sheridan (1979), A model of pyroclastic surge, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, *180*, 177–194.

Woods, A. W., and M. I. Bursik (1991), Particle fallout, thermal disequilibrium and volcanic plumes, *Bull. Volcanol.*, *53*, 559–570, doi:10.1007/BF00298156.

Wright, J. V., A. L. Smith, and S. Self (1980), A working terminology of pyroclastic deposits, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *8*(2–4), 315–336, doi:10.1016/0377-0273(80)90111-0.

Xuan, J. (2004), Turbulence factors for threshold velocity and emission rate of atmospheric mineral dust, *Atmos. Environ.*, *38*(12), 1777–1783.