



HAL
open science

Capacité érosive des écoulements pyroclastiques : impact sur les budgets éruptifs et implications pour l'aléa

Julien Bernard

► To cite this version:

Julien Bernard. Capacité érosive des écoulements pyroclastiques : impact sur les budgets éruptifs et implications pour l'aléa. Sciences de la Terre. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. NNT : 2015CLF22553 . tel-01310150

HAL Id: tel-01310150

<https://theses.hal.science/tel-01310150>

Submitted on 2 May 2016

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.

Numéro d'Ordre : **D.U. 2553**

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°815

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : Volcanologie

par

Julien BERNARD

Titulaire d'un Master

**Capacité érosive des écoulements pyroclastiques : impact sur les budgets
éruptifs et implications pour l'aléa**

Apports de l'analyse texturale des dépôts et de la modélisation numérique des écoulements
de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua (Equateur)

Soutenue publiquement le 27 février 2015, devant la commission d'examen composée de :

Jean-Luc Le Pennec

Karim Kelfoun

Guido Giordano

Jean-Christophe Komorowski

Lucia Gurioli

Pierre Nehlig

Olivier Roche

LMV, Université Blaise Pascal

LMV, Université Blaise Pascal

Università Degli Studi Roma Tre

IPGP, Université Paris Diderot

LMV, Université Blaise Pascal

BRGM, Orléans

LMV, Université Blaise Pascal

Directeur de Thèse

Directeur de Thèse

Rapporteur

Rapporteur

Examinatrice

Examineur

Membre invité

Amat Victoria Curam
(Ruessium)

Avant-propos

Comme le veut la tradition, je vais débiter ce manuscrit par quelques lignes pour remercier toutes les personnes qui ont contribué –de près ou de loin– à l’aboutissement de cette grande aventure qu’est la thèse. J’espère seulement n’oublier personne !

Je tiens tout d’abord à exprimer toute ma gratitude envers mes deux directeurs de thèse : **Jean-Luc Le Pennec** et **Karim Kelfoun** qui ont fortement contribué à la réussite de cette thèse par leur clairvoyance, leur soutien et leurs conseils avisés. Merci d’avoir proposé ce sujet passionnant et d’avoir trouvé le temps de me transmettre une petite partie de vos impressionnantes connaissances scientifiques. Merci enfin pour vos qualités humaines et votre bonne humeur permanente, que ce soit pour me débayer sur VolcFlow ou pour aller faire de la géologie de retraité© sur le Tungurahua.

Merci aux membres du jury d’avoir pris le temps d’évaluer mon travail, **Jean-Christophe Komorowski** et **Guido Giordano** en tant que rapporteurs, **Lucia Gurioli** et **Pierre Nehlig** en tant qu’examineurs, et **Olivier Roche** en tant qu’invité. Vos commentaires très constructifs lors de la soutenance m’ont permis d’améliorer ce mémoire, et d’envisager de nouvelles pistes de réflexion pour traiter de ce sujet passionnant que sont les écoulements pyroclastiques.

Je voudrais aussi remercier l’ensemble des membres du Laboratoire Magmas et Volcans, au sein duquel ce fut un réel plaisir de travailler au cours de ces dernières années. Merci à tous ceux qui m’ont aidé dans mes travaux. Je pense notamment à **Lucia Gurioli**, qui m’a encadré pendant le M2, **François Nauret** pour ses conseils sur l’enseignement, **Thierry Menand** pour son aide sur le terrain lors des mesures télémétriques, **Angélie Portal** et **Lydie Gailler** pour leurs conseils avisés sous Surfer ©, **Sébastien Leibrand** pour le Morphologi G3, **Pierre-Yves Tournigand** et **Charlotte Magnette** pour leur renfort très précieux lors des mesures granulométriques et/ou de comptage lithologique des échantillons et **Julia Eychenne** pour ses conseils avisés.

Mes missions au chevet du Tungurahua n’auraient pas été possibles sans l’aide de l’Institut Géophysique de l’Ecole Polytechnique Nationale (IG-EPN) de Quito, auquel j’exprime toute ma gratitude. Je pense en particulier à **Silvana Hidalgo** et **Daniel Andrade** (¡Sí, se puede!) pour leur accueil chaleureux, et à **Diego Narvaez** pour son aide sur le terrain lors des mesures télémétriques. Je tiens aussi à remercier la représentation en Equateur de l’Institut de Recherche pour le Développement (IRD), qui a grandement facilité le travail de terrain. Je remercie enfin le Laboratoire Mixte International « Séismes et Volcans dans les Andes du Nord » et l’IRD pour le financement dont ont fait l’objet les campagnes de terrain, indispensables à cette thèse.

J’en viens maintenant à remercier tous les masters, thésards et Post-Docs qui se sont succédés (et se succèdent toujours) au Labo, et qui ont tous contribué à rendre inoubliables ces

années à Clermont. Faites que cette superbe ambiance dure encore longtemps au LMV ! J'aurais d'abord une pensée particulière pour ceux avec qui j'ai eu la chance de partager un bureau : **Julien C.** (la Tique), **Lydie** (La Cuite), **Zoltan** (Le Turc), **Akhmad** (Le Gila) et **Pierre** (Mon Coto). Merci à vous d'avoir fait de ce bureau le meilleur de la galaxie, que dis-je, de l'Univers ! Je vais ensuite essayer de citer tous les autres « collègues » par ordre d'apparition afin de les remercier comme il se doit (exercice difficile tant il y a de gens à remercier, j'espère n'oublier personne...) : **Florent** et **Rémi**, **Sébastien V.**, **Julia** (qui m'a montré la voie), **Oscar** (Chevalier 6-0 de PESKL et fidèle Vert), **Yannick**, **Baptiste** (roi du skate et de PESKL), **Amélie** (qui connaît le terrible secret de l'Altiligérie), **Asmaa** et **Manu**, **Gareth**, **Grace**, **Gabrielle**, **Camille** (ou plutôt Caca), **Gautier** (maître Chevalier), **Elodie**, **Manon**, **Max** (le plus Auvergnat des Belges), **Akhmad** (le plus Auvergnat des Indonésiens), **Pierre** (qui hiberne pour pondre), **Aurore**, **Nicolas** (le Capitaine), **Lydie** (Pouït Pouït?), **Nico** et **Marielle**, **Julien C.** (notre modèle à tous), **Zoltan** (fort comme un... hongrois !), **Laura** (Argentina, Argentina !), **David**, **Maxime** (Papa poule), **Sébastien L.** (le non-provincial), **Gwen**, **Davide** (le vrai italien), **Alessandro** (Ciao !), **Greg**, **Corentin** (Et voilà... La Rougne !), **Angélie** (La Braille), **Marine** (l'Araignée), **Baptiste** (Le coffre parisien), **Marina**, **Lola**, **Giacomo**, **Nina**, **Simon**, **Juliette**, **Vincent**, et les « petits » nouveaux : **Marie-Anne**, **Mélo-die-Neige**, **Silvia**, **Alejandra**, **Mathias**, **Gioachino** et les Masters 2015 (**Hugo**, **Valentin (x2)**, **Alexis**, **Jean-Gui**...). Une petite pensée aussi pour « ceux d'en face », notamment **Erwan**, **Paul** et **Bori** : merci à vous de franchir le parking de temps à autre!

Merci aux footeux du mercredi (ou mardi) midi, toujours présents, et qui illustrent à merveille l'expression « *Mens sana in corpore sano* » : **Nico**, **Erwan**, **Paul**, **Hervé**, **Corentin**, **Pierre**, **Akhmad**, **Baptiste**, **Ben**, **Matthieu** et **Matthieu**, **François**, **Raph**, **Franck**, **Rémi**, **Manu**, **Maxime**, **David**, **Gwen**, les Masters 2015... et ceux de passage. Merci aussi à toute l'équipe de **Foot Routes** -en Elite-!

Merci ensuite aux amis de longue date d'avoir toujours été présents au cours de ces années quelle que soit la distance, et d'être venus parfois de loin pour assister à la soutenance (enfin... surtout au pot !) : **Cyrillou**, **Matthiou**, **Marion**, **Carine** (Dédé), **Stève**, **Florent**, **Pierre**, **Thomas** (Président), **Noémie** (Kéké) et **Thomas** (M'sieur Hureau). Un merci tout particulier aux derniers des mohicans Clermontois, **Rémi** et **Jérémi** avec qui j'aurai passé beaucoup de temps pendant cette thèse (au sport, au stade, à la coloc', et partout ailleurs). Merci à tous, les amis, pour tous les bons moments qu'on a passés ensemble ! Merci aussi à **Jean-Paul**, **Philou** et **Lucia** de s'être déplacés pour m'écouter. Bravo enfin à ceux qui ont préparé et participé à l'animation du pot (notamment **Pierre**, **Lydie** et **Coco**), on en a déjà parlé et vous savez ce que j'en pense, mais encore merci.

Merci à **Claire** de m'avoir supporté (dans les deux sens du terme) au cours de ces années.

Enfin merci à **mes parents** qui m'ont toujours encouragé dans ce que j'ai voulu entreprendre, qui croient toujours en moi et sans qui je n'aurais jamais pu arriver là où j'en suis. J'espère que vous trouverez un peu de ma reconnaissance dans cette thèse. Pour finir, merci à **ma sœur** pour son perpétuel enthousiasme, pour son soutien et pour sa bougeotte qui m'a donné l'envie de voyager !

Résumé

Les écoulements (ou coulées) pyroclastiques (PFs) sont des mélanges concentrés de gaz et de particules à haute température qui représentent l'aléa volcanique le plus meurtrier qui soit. La protection des populations nécessite la mise au point de cartes des menaces précises, qui requièrent une connaissance fine de ces phénomènes. Cependant, les causes et les conséquences de l'érosion/incorporation associée aux PFs au cours de leur mise en place restent encore largement méconnues. Cette thèse se propose de caractériser la capacité érosive des PFs, de définir des mécanismes d'érosion, et de quantifier leurs impacts sur les budgets éruptifs et sur l'aléa associé. Pour cela, cette étude se concentre sur les PFs de volumes modestes mis en place pendant l'éruption d'août 2006 du volcan Tungurahua (Equateur) et adopte une démarche double, basée sur des investigations sédimentologiques et texturales des dépôts, couplées à la modélisation numérique.

Une méthode originale, basée sur l'analyse d'images haute résolution corrigées par stéréologie, sur des études texturales détaillées des dépôts, et sur des bilans massiques de matière, permet de déterminer la granulométrie, la composition lithologique et la morphologie des produits sur l'ensemble de leur gamme de taille. Le calcul des bilans de matière montre que près de 50 wt. % des dépôts de PFs sont composés de matériaux non-juvéniles incorporés lors de la mise en place. Ces derniers proviennent principalement de la partie supérieure du volcan. La pente est ainsi le paramètre contrôlant au premier ordre l'intensité de l'érosion. Les budgets éruptifs complets indiquent un VEI de 3 (0,09 km³) pour l'éruption, et soulignent l'importance de considérer séparément les matériaux juvéniles et non-juvéniles pour estimer la taille d'une éruption. L'étude détaillée des constituants met en évidence une ségrégation dynamique des clastes par densité au cours du transport, avec un taux de sédimentation de $\approx 10 \text{ cm.s}^{-1}$. Les données lithologiques, granulométriques et morphologiques démontrent la présence de phénomènes de fragmentation-abrasion des clastes pendant leur transport. Les clastes massifs (ex : laves anciennes) sont le principal agent de fragmentation des clastes scoriacés (ex : bombes). Des populations granulométriques fines, capables d'être transférées depuis l'écoulement dense principal vers les déferlantes et/ou le panache co-pyroclastique sont produites pendant toute la durée de la mise en place.

Les modèles numériques basés sur une nouvelle loi d'érosion développée ici (et intégrée au code VolcFlow), démontrent la capacité de la rhéologie plastique à reproduire des PFs érosifs. L'érosion est associée à des variations dynamiques du rapport des contraintes normales/cisailantes pendant la mise en place des écoulements, provoquées par des fluctuations d'épaisseur lors de phases de décélération. Le front fin des PFs, fortement frictionnel et érosif, est poussé par une tête et un corps plus épais, tous deux non érosifs. L'incorporation s'accompagne d'une augmentation de distance de parcours de l'ordre de 10-30% en fonction du taux d'incorporation, qui dépend de la quantité de matière affouillable disponible sur le volcan avant l'éruption. Ces résultats montrent que l'érosion peut avoir un rôle majeur sur les zones impactées par les PFs, et soulignent l'importance de prendre en compte cette capacité lors de la définition de l'aléa, ainsi que pour les études futures.

Mots-clés : *Écoulements pyroclastiques, Erosion, Analyses Texturales, Modélisation numérique, Aléa, Tungurahua*

Abstract

Pyroclastic flows erosive power: impact on eruptive budgets and implications for hazard assessment

Contributions of textural analyses and numerical modelling of pyroclastic flows from the August, 2006 eruption of Tungurahua (Ecuador)

Pyroclastic flows (PFs) are hot mixtures of gas and particles that represent the most deadly volcanic hazard. To protect the populations, it is necessary to work on precise risk maps, which require having a deep knowledge of these phenomena. However, the causes and consequences of erosion and incorporation of non-juvenile material during PFs emplacement remain poorly known. This thesis aims at characterizing the erosive capacity of pyroclastic flows, defining erosion mechanisms and quantifying their impact on eruptive budgets and associated hazards. Here, we focus on small-volume PFs and use an approach based on field and textural investigations coupled with numerical modeling of PFs emplacement. The August 2006 PF-forming eruption of Tungurahua volcano (Ecuador) is used as a case-study for this work.

An original method, based on high-resolution, stereologically-corrected image analyses, detailed textural analyses of PFs deposits and mass budget, enables determining the grain size distribution and the componentry of PFs products along their entire clast size range. Volume calculation and mass budgets show that about 50 wt. % of the whole deposit consists of non-juvenile materials incorporated during PFs emplacement, and mostly coming from the upper part of the volcano. The slope is a prevailing parameter that controls PFs erosive power. Eruptive budgets support a VEI 3 event (0.09 km^3) for the 2006 eruption of Tungurahua and highlight the importance of separating juvenile from non-juvenile material. Detailed analyses of deposits' componentry suggest a strong dynamic density-driven segregation of the clasts during PFs emplacement, associated with sedimentation rates of $\approx 10 \text{ cm.s}^{-1}$. Lateral variations of lithological, grain size, and morphological data demonstrate the occurrence of componentry-driven clast fragmentation and abrasion processes. Massive components (e.g. old lavas) are the main grinding agents of scoriaceous components (e.g. bombs). During emplacement, these processes continuously create fine grained populations, which are transferred from the main dense flow to pyroclastic surge or Co-PF cloud.

Numerical models of erosive PFs based on a new erosion law integrated into VolcFlow code show the ability of plastic rheology to reproduce natural erosion patterns of PFs. The erosion is produced by dynamic variations of normal stress / shear stress ratio during emplacement, due to thickness unsteadiness during flow deceleration. The thin, highly frictional and erosive front of PFs pulses is pushed by the thicker and non-erosive head and flow body. Incorporation implies longer PFs runouts of about 10-30%, depending on the amount of incorporated material, which is related to the quantity of erodible material available on the volcano's flanks before the eruption. These results show that erosion has a significant role on PFs runouts, and thus in hazard assessment, which should be closely taken into account in future works.

Key words: *Pyroclastic flows, Erosion, Textural analyses, Numerical modeling, Hazard, Tungurahua*

Table des matières

AVANT-PROPOS	3
RESUMÉ	5
ABSTRACT	7
INTRODUCTION GENERALE	13
TERMINOLOGIE	15

CHAPITRE 1

LES COURANTS DE DENSITE PYROCLASTIQUES : ETAT DES CONNAISSANCES, ENJEUX ET INTERROGATIONS

1.1. Les écoulements pyroclastiques : définitions et exemples	17
1.1.A. Description du phénomène et des aléas associés	17
1.1.B. Prise en compte des matériaux pyroclastiques dans les budgets éruptifs.....	22
1.2. Les dépôts, témoins privilégiés de la mise en place des écoulements.....	25
1.2.A. Transport, sédimentation et mobilité des PDCs	25
1.2.B. Méthodes de description des dépôts d'écoulements pyroclastiques	32
1.2.C. Pouvoir érosif des écoulements pyroclastiques	38
1.3. La modélisation numérique, un outil adapté à la définition des menaces.....	40
1.3.A. Buts et principes des modèles	40
1.3.B. Connaissances actuelles et limites.....	42
1.3.C. Prise en compte de l'érosion dans les modèles existants.....	46
1.3.D. Application des modèles numériques à la définition des aléas.....	48
1.4. Cadre de l'étude	49
1.5. Objectifs de la thèse et démarche.....	50
1.6. Le Tungurahua (Équateur) comme cas d'étude.....	53
1.6.A. Géodynamique régionale.....	53
1.6.B. Géologie et histoire éruptive du Tungurahua.....	57
1.6.C. La période éruptive actuelle (1999-en cours) et le paroxysme de 2006	64

CHAPITRE 2

MODE DE MISE EN PLACE DES ECOULEMENTS PYROCLASTIQUES ET BILANS DE MATIERE

3.1. Introduction et démarche	69
3.2. Méthode pour une étude texturale intégrée des dépôts	72
3.2.A. Echantillonnage : objectifs et stratégie.....	72
3.2.B. Principes et applications de l'analyse d'image	76
3.2.C. Analyses des constituants	90
3.2.D. Reconstruction des distributions granulométriques	98
3.2.E. Paramètres de forme des constituants.....	102
3.3. Caractérisation de la matrice.....	106
3.3.A. Masse volumique	106
3.3.B. Porosité inter-granulaire.....	107
3.4. Bilan et avantages de la méthode intégrée	108
3.4.A. Validation des données de compositions lithologiques	110
3.4.B. Validation des données granulométriques	111
3.5. Répartition spatiale, volume et masse des dépôts.....	111
3.5.A. Choix de la méthode	111
3.5.B. Volume de dépôts dans les deltas pyroclastiques (« abanicos »).....	112
3.5.C. Volume des dépôts mis en place dans les ravines (ou « québradas »).....	120
3.5.D. Conversions en masses	125
3.6. Résultats.....	126
3.6.A. Composition lithologique des dépôts	126
3.6.B. Granulométrie.....	137
3.6.C. Morphologie des particules	147
3.6.D. Caractérisation de la matrice	151
3.6.E. Extension des dépôts et bilan de matière.....	156
3.7. Discussion.....	161
3.7.A. Nature et source des constituants.....	161
3.7.B. Caractérisation de l'érosion et impact sur les budgets éruptifs	167
3.7.C. Apports des distributions granulométriques déconvoluées.....	173
3.7.D. Influence de la lithologie sur les mécanismes de mise en place des écoulements	176

CHAPITRE 3

ÉCOULEMENTS PYROCLASTIQUES ÉROSIFS : HYPOTHESES PHYSIQUES, MODELISATIONS NUMERIQUES ET IMPACT SUR L'ALEA

6.1. Introduction et démarche	187
6.2. Formulation des équations d'érosion.....	189
6.2.A. Description du système modélisé et notations	189
6.2.B. Propriétés de la couche affouillable	191
6.2.C. Expression de la rhéologie des écoulements	193
6.2.D. Bilan des forces	199
6.2.E. Description mathématique du taux d'érosion	203
6.2.F. Evaluation des équations : tests statiques.....	206
6.3. Modélisations numériques d'écoulements pyroclastiques érosifs.....	208
6.3.A. Volcflow: un outil flexible dédié aux écoulements géophysiques	208
6.3.B. Evaluation des équations d'érosion: tests dynamiques.....	213
6.3.C. Simulation des écoulements pyroclastiques de 2006 du Tungurahua	213
6.4. Résultats.....	216
6.4.A. Comportement statique de la loi d'érosion	216
6.4.B. Simulations numériques	229
6.4.C. Influence de l'érosion sur la mobilité des écoulements	239
6.5. Discussion : apport de la modélisation numérique à la problématique des écoulements pyroclastiques érosifs et liens avec l'aléa	247
6.5.A. Mécanismes d'érosion	247

Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at

Tungurahua volcano, Ecuador

Julien Bernard, Karim Kelfoun, Jean-Luc Le Pennec, Silvia Vallejo Vargas

Bulletin of Volcanology, 2014

6.5.B. Rôle de la couche affouillable et comparaison avec des cas naturels	267
6.5.C. Impact de l'érosion sur la distance de parcours : implication pour l'aléa	270

CHAPITRE 4

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

10.1. Identification, quantification, et impact de l'érosion	275
10.1.A. Bilan de matière et dynamique de l'éruption	276
10.1.B. Mode de mise en place des écoulements pyroclastiques	277
10.1.C. Mécanismes d'érosion et influence sur l'aléa.....	280
10.2. Avancées méthodologiques et améliorations possibles	282
10.2.A. Bilans massiques haute résolution des dépôts.....	282
10.2.B. Granulométrie totale et méthodes de déconvolutions	283
10.2.C. Morphologie des clastes	283
10.2.D. Modélisation numérique d'écoulements érosifs	284
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	287

ANNEXE 1.....	312
ANNEXE 2.....	314
ANNEXE 3.....	322
ANNEXE 4.....	326
ANNEXE 5.....	330
ANNEXE 6.....	332
ANNEXE 7.....	334

Introduction générale

Les écoulements pyroclastiques sont sans aucun doute le phénomène volcanique le plus meurtrier et destructeur qui soit (*Tanguy et al., 1998, Auker et al., 2013*), mais aussi l'un des plus complexes et des plus difficiles à prévoir (ex : *Sparks, 1976 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2008*). De nombreuses populations vivent pourtant sous leur menace potentielle, dans un grand nombre de zones volcaniques à travers le monde. La protection de ces personnes et des infrastructures passe par la mise en place de plans de prévention des risques adaptés, qui nécessitent inévitablement une cartographie précise des zones impactées par les écoulements en cas d'éruption. Toutefois, cette démarche implique une connaissance approfondie de l'aléa associé aux écoulements pyroclastiques, et donc une compréhension pointue de leurs mécanismes de mise en place, ce qui reste un véritable défi pour la volcanologie moderne.

Cet enjeu explique que les écoulements pyroclastiques ont fait l'objet de très nombreuses études, depuis les travaux pionniers de *Anderson et Flett (1903)* ou *Lacroix (1904)*. Différentes approches ont été utilisées pour mieux comprendre ces phénomènes extrêmement complexes, avec comme objectif de pouvoir les prédire. L'observation directe des écoulements denses est risquée, et reste empêchée par la présence généralisée de panaches co-pyroclastiques qui masquent le phénomène principal. Les dépôts laissés par les écoulements au cours de leur mise en place représentent ainsi une précieuse source d'information, qualifiée de « vérité de terrain » (*Druitt, 1998*). L'étude des dépôts permet en effet de remonter à la fois aux mécanismes variés de genèse des écoulements pyroclastiques (des sources distinctes donnant naissance à des écoulements aux caractéristiques texturales différentes), et à leurs processus complexes de mise en place (mode de transport et de sédimentation des produits). Les modèles (qu'ils soient analogiques ou numériques) reproduisent quant à eux le comportement d'écoulements simplifiés, afin d'identifier et de qualifier les lois physiques qui contrôlent le phénomène dans le but de pouvoir –idéalement– prévoir les zones impactées en cas d'éruption en fonction de différents scénarii).

L'ensemble de ces études a permis de faire des progrès considérables dans la compréhension des mécanismes de genèse et des processus de mise en place des écoulements pyroclastiques. L'utilisation croisée des données de terrain (permettant de connaître l'histoire éruptive d'un édifice) et des modèles numériques (permettant de simuler des éruptions), autorise désormais la construction de cartes d'aléas (ex : *Kelfoun, 2012*).

La capacité érosive des écoulements pyroclastiques, c'est-à-dire leur aptitude à éroder le substratum sur lequel ils se mettent en place, et à incorporer de la matière pendant leur mouvement reste cependant encore largement méconnue. Si les structures érosives (chenaux, rides, etc.) associées aux écoulements sont décrites de longue date (ex : *Aramaki, 1956*), et bien documentées (ex : *Sparks, 1997*), peu d'études se sont attachées à la quantification précise de l'érosion et à l'estimation de son impact sur la dynamique de mise en place des écoulements. Or, des études analogiques récentes soulignent que les phénomènes d'entraînement peuvent accroître de manière importante la distance de parcours d'écoulements granulaires (ex : *Mangeny et al., 2010 ; Iverson et al., 2011*). L'incorporation de quantités importantes de matériaux par les écoulements pyroclastiques pourrait aussi biaiser en partie l'évaluation de la taille des éruptions à court terme, ainsi que l'estimation des taux de croissance des volcans à plus long terme.

Cette thèse se propose donc d'explorer le comportement d'écoulements pyroclastiques érosifs, en déterminant à la fois l'impact de l'incorporation sur les budgets de matière éruptive, et sur leur dynamique de mise en place. Cette thématique permettra d'améliorer notre connaissance générale de ces phénomènes méconnus et d'affiner ainsi la définition des menaces associées aux écoulements pyroclastiques.

Ce mémoire de thèse est divisé en quatre chapitres.

- Le *Chapitre 1* présente l'état des connaissances actuelles sur le mode de mise en place des écoulements pyroclastiques, introduit en détail la problématique scientifique de cette thèse, et insiste sur les enjeux liés à l'étude. Le contexte de cette thèse ainsi que la cible de l'étude, qui est le volcan Tungurahua (Equateur), sont aussi présentés dans ce chapitre introductif.
- Les *Chapitre 2* (analyses texturales des dépôts) et *Chapitre 3* (modélisation numérique) de ce mémoire sont consacrés aux deux approches développées pour atteindre les buts scientifiques définis dans le *Chapitre 1*. Leur contenu est détaillé dans la section « Objectif de la thèse et démarche ».
- Le *Chapitre 4* discute de l'ensemble des résultats de cette thèse, et synthétise l'apport de ces travaux dans la problématique générale des écoulements pyroclastiques érosifs. Ce chapitre propose également quelques pistes pour poursuivre l'exploration de cette problématique.

Terminologie

Cette partie a pour but de préciser la signification de certains termes, qui seront largement utilisés dans ce mémoire.

Ecoulement pyroclastique : pôle concentré des courants de densité pyroclastiques (« pyroclastic flow » en anglais).

Déferlante pyroclastique : pôle dilué des courants de densité pyroclastiques (« pyroclastic surge » en anglais).

Mobilité des écoulements : capacité à se déplacer et à atteindre des zones éloignées de la source (mesurée dans ce mémoire *via* leurs distances de parcours).

Echantillonnage radial : depuis le haut du volcan vers sa base (i.e. depuis des altitudes élevées vers des altitudes faibles).

Echantillonnage latéral : autour du volcan, à altitude constante (i.e. sur un arc de cercle depuis le Nord vers le Sud de l'édifice).

Chapitre 1

Les courants de densité pyroclastiques : état des connaissances, enjeux et interrogations

Ce chapitre introductif vise dans un premier temps à exposer l'état actuel de nos connaissances sur les courants de densité pyroclastiques, à travers la présentation de différents outils et concepts. Ce bilan permettra de préciser le type d'écoulement étudié au cours de cette thèse, et de mettre en évidence certaines limites dans notre compréhension du phénomène. Les objectifs scientifiques précis de cette thèse et les démarches mises en place seront ensuite définies, avant une présentation de la cible principale de l'étude, qui est le volcan Tungurahua (Equateur).

1.1. Les écoulements pyroclastiques : définitions et exemples

1.1.A. Description du phénomène et des aléas associés

1.1.A.a Origine des PDCs et terminologie employée

Les courants de densité pyroclastiques (ou « pyroclastic density currents », PDCs en anglais) sont des mélanges complexes de gaz et de particules à haute température (250 – 800 °C) plus denses que le milieu ambiant (i.e. l'atmosphère), qui se mettent en place sous l'effet de la gravité (Fisher, 1966a et b ; Sparks, 1976 ; Carrey, 1991 ; Druitt, 1998 ; Branney and Kokelaar, 2002 ; Scott et al., 2008 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Roche et al., 2013b ; Caricchi et al., 2014 ; Zanella et al., 2014). Ces écoulements sont capables de se déplacer à des vitesses considérables (5 – 200 m.s⁻¹) sur des distances très importantes (1 – 100 km), même avec des pentes faibles ou des terrains rugueux (Lacroix, 1904 ; Miller and Smith 1977 ; Sheridan, 1979 ; Valentine et al., 1989 ; Wilson et al., 1995 ; Dade et Huppert, 1996 ; Druitt, 1998 ; Calder et al., 1999 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Cole et al., 2002 ; Cas et al., 2011). Cette remarquable mobilité représente l'une des caractéristiques majeure de ces phénomènes. Certains des PDCs les plus puissants peuvent même franchir des barrières topographiques de plusieurs centaines de mètres de haut (ex : ignimbrite de Taupo, Wilson, 1995 ou Campanienne, Fisher et al., 1993), traverser des étendues d'eau (ex : Aramaki, 1984 ; Fisher et al., 1993 ; Carey et al., 1996), ou se propager sous l'eau (Sparks et al., 1980 ; Mandeville et al., 1994 ; 1996 ; Trofimovs et al., 2006).

La taille des PDCs est très variable et s'étale sur une large gamme de volumes (10⁻³ km³ à 5000 km³ pour le Fish Canyon tuff, Lipman, 1997). Si les PDCs les plus volumineux sont très rares, les

phénomènes de taille modeste ($\approx 0,1 \text{ km}^3$) sont très communs à l'échelle humaine (*Branney and Kokelaar, 2002*) et parfois associés à des éruptions historiques marquantes qui ont longtemps été utilisées pour classer les PDCs, alors appelés « nuées ardentes » (*Lacroix, 1904*), en différents types (*Macdonald, 1972 ; Fisher, 1979 ; Wright et al, 1980*). Le type Soufrière de Saint-Vincent (*Anderson and Flett, 1903 ; Hay, 1959*) est alors associé aux effondrements de colonnes éruptives, le type Merapi aux effondrements de dôme (*Escher, 1933 ; Macdonald, 1972*) et le type Pelée (*Lacroix, 1904*) aux explosions latérales dirigées. L'accumulation des observations et les progrès de la volcanologie depuis ces travaux pionniers ont permis d'actualiser cette nomenclature au cours du temps. Les différents mécanismes aujourd'hui reconnus comme générateurs de PDCs vont ainsi être résumés ci-dessous avec quelques exemples d'éruptions marquantes.

1) L'effondrement gravitaire partiel ou total d'une colonne éruptive, soutenue ou vulcanienne (ex : Mayon, 1984 ; Pinatubo, 1991 ; Lascar, 1993) : lorsque la charge en particules dans le panache volcanique est trop importante et/ou que le flux de gaz n'est plus en mesure de soutenir les particules, la colonne magmatique devient instable et peut s'effondrer sur elle-même par gravité, produisant des PDCs (Fig. 1.1 ; ex : *Sparks and Wilson, 1976 ; Nairn et Self, 1978 ; Sparks et al., 1978 ; 1997 ; Walker, 1985 ; Dobran et al., 1993 ; Branney et Kokelaar, 2002*).

2) La déstabilisation d'un dôme de lave (ex : Colima, 1998-99 ; Unzen, 1991 ; Merapi, 2006, 2010 ; Soufrière Hills) : l'accumulation de lave visqueuse au-dessus de l'évent forme des structures très instables susceptibles de s'effondrer facilement pour donner naissance à des PDCs riches en matériel dense, dits à « cendre-et-blocs » (Fig. 1.1 ; ex : *Bardintzeff, 1984 ; Mellors et al., 1988 ; Kelfoun et al., 2000 ; Yamamoto, 1993 ; Cole et al., 1998 ; Saucedo et al., 2004 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*).

3) Des explosions latérales dirigées (ex : Montagne Pelée, 1902 ; Saint Helens, 1980), liées à une surpression en gaz de la colonne magmatique (et/ou du système hydrothermal) ou à la décompression brutale du système magmatique (et/ou hydrothermal suite à un glissement de flanc, après dissipation de la forte vitesse initiale de l'écoulement liée à l'explosion (Fig. 1.1 ; ex : *Bogoyavlenskaya et al., 1985 ; Siebert et al., 1987 ; Druitt, 1992 ; Alvarado et al., 2006 ; Belousov et al., 2007 ; Komorowski et al., 2013*).

4) Le « débordement » de magma (ex : Mont Saint Helens, 1980) riche en gaz au-dessus des rebords du cratère ou de la fissure éruptive sans que ce dernier passe par une phase d'incorporation dans la colonne éruptive (« boiling-over » en anglais ; ex : *Taylor, 1958 ; Rowley et al., 1981 ; Hoblitt, 1986 ; Branney et Kokelaar, 2002*). Une colonne éruptive soutenue qui ne s'élève que très peu avant de s'effondrer produit du « fountaining », qui peut être vu comme un mécanisme proche du débordement (ex : *Cas et al., 2011*).

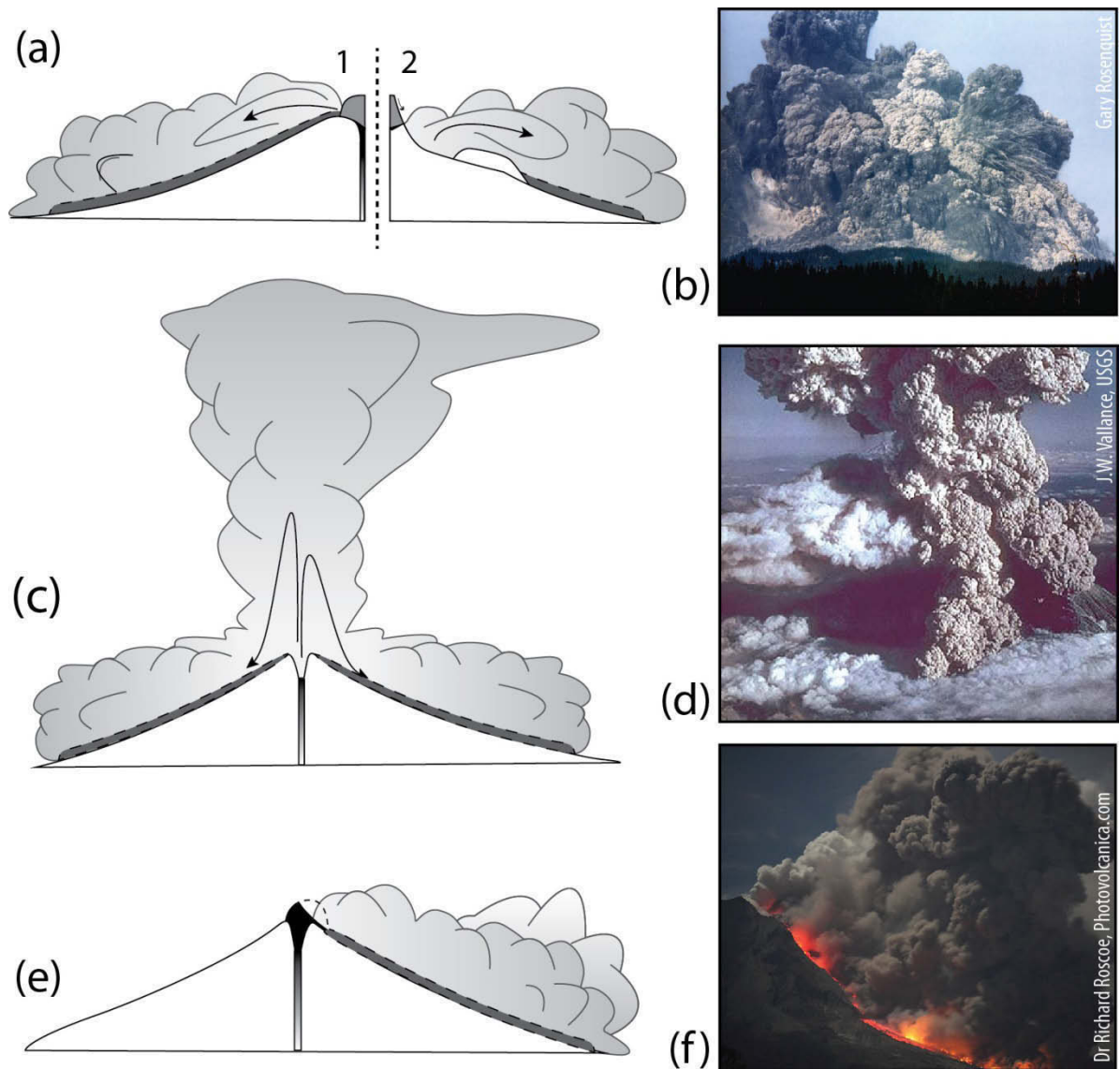


Fig. 1.1 : Principaux phénomènes éruptifs pouvant générer des courants de densité pyroclastiques. **(a)** explosion latérale dirigée à la base d'un dôme **(1)** ou suite à une déstabilisation de flanc **(2)** et illustration en **(b)** avec l'éruption de du 20 mai 1980 du Mont Saint Helens (USA). **(c)** effondrement de colonne éruptive et illustration en **(d)** avec l'éruption du 22 juillet 1980 du Mont Saint Helens (USA). **(e)** Effondrement gravitaire de dôme et illustration en **(f)** avec l'éruption du Sinabung (Indonésie) en janvier 2014.

5) Les fontaines de lave (ex : Tungurahua, 2006) : l'accumulation rapide de matériel chaud autour de l'évent au sein de cônes de « spatters » crée des structures instables susceptibles de donner naissance à des PDCs lors de leur déstabilisation, notamment si les pentes du volcan sont importantes (ex : *Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013*).

6) L'effondrement du front d'une coulée de lave (ex : Colima, 1991) progressant sur une pente importante (*Rose et al., 1976 ; Rodriguez-Elizarraras et al., 1991*) ou de dépôts de PDCs récents, qui forment alors des écoulements secondaires (*Brantley and Waitt, 1988 ; Torres et al., 1996*).

1.1.A.b *Objet d'étude et terminologie adoptée*

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, les PDCs regroupent un large spectre de phénomènes et, représentent ainsi un immense champ d'étude. L'observation directe des PDCs au cours de leur mise en place étant aléatoire et très dangereuse, les dépôts laissés par ces derniers ont donc été historiquement utilisés comme base dans la classification, souvent débattue, de ces phénomènes (*Fisher et Schmincke, 1984 ; Cas et Wright 1987 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2008*). La terminologie adoptée dans ce mémoire reprend celle établie par *Branney et Kokelaar (2002)* qui repose sur le volume des PDCs ainsi que le type de dépôt associé, et qui permet de différencier trois grands types de PDCs : les ignimbrites, les déferlantes pyroclastiques (« pyroclastic surges » en anglais) et les écoulements pyroclastiques denses (« dense pyroclastic flow », ou plus simplement « Pyroclastic Flows » en anglais).

Les ignimbrites désignent les dépôts de PDCs très volumineux (1 – 1000 km³) formés par différents mécanismes évoqués plus haut (effondrement de colonne, débordement) lors d'éruptions cataclysmales généralement associées à la formation de calderas (ex : *Sparks et al., 1973 ; Le Pennec et al., 1994 ; Wilson et al., 1995 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002*). Les ignimbrites, majoritairement ponceuses et riches en cendres, ne seront pas abordées dans ce mémoire.

Les déferlantes pyroclastiques correspondent au pôle dilué et turbulent des PDCs où la charge en particule est faible (<1 – 10% ; *Druitt, 1998*). Le contrôle topographique est réduit et les déferlantes sont capables de remonter des pentes et/ou de franchir certains obstacles topographiques de plusieurs dizaines de mètres de haut (Fig. 1.2 ; ex : *Wohletz et Sheridan, 1979 ; Fisher, 1990*).

Les écoulements pyroclastiques correspondent au pôle basal dense et concentré des PDCs (*Branney et Kokelaar, 2002*) et se mettent en place sous la forme d'écoulements granulaires plus ou moins fluidisés (voir 1.1.A), où la charge en particules est importante et proche de celle des dépôts (*Roche et al., 2013b*). Ils sont généralement composés d'une tête épaissie, dont la taille dépend des caractéristiques de l'écoulement, et d'un corps dont l'épaisseur diminue vers l'amont pour former une queue ayant une taille variable en fonction du type d'alimentation et de la présence ou non de pulses (Fig. 1.2 ; *Branney et Kokelaar, 2002 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Sulpizio et Dellino, 2008*).

Cette thèse se concentre sur les PDCs de faibles volumes (10⁵ à 10⁸ m³), qui sont de loin les écoulements les plus fréquents, et qui représentent un aléa volcanique majeur (ex : *Naim et Self, 1978 ; Bourdier et al., 1989 ; Boudon et al., 1993 ; Rodriguez-Elizarraras et al., 1991 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Saucedo et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Komorowski et al., 2013*). Les déferlantes et les écoulements pyroclastiques sont couramment associés au cours de la mise en place de ces PDCs particuliers où ils représentent les deux pôles d'un

même phénomène (Fig. 1.2 ; *Cas et Wright, 1987 ; Walker, 1983 ; Burgisser et Bergantz ; 2002 ; Sulpizio et al., 2007*). Les caractéristiques majeures de ces deux types d'écoulements vont donc être évoquées dans ce chapitre introductif.

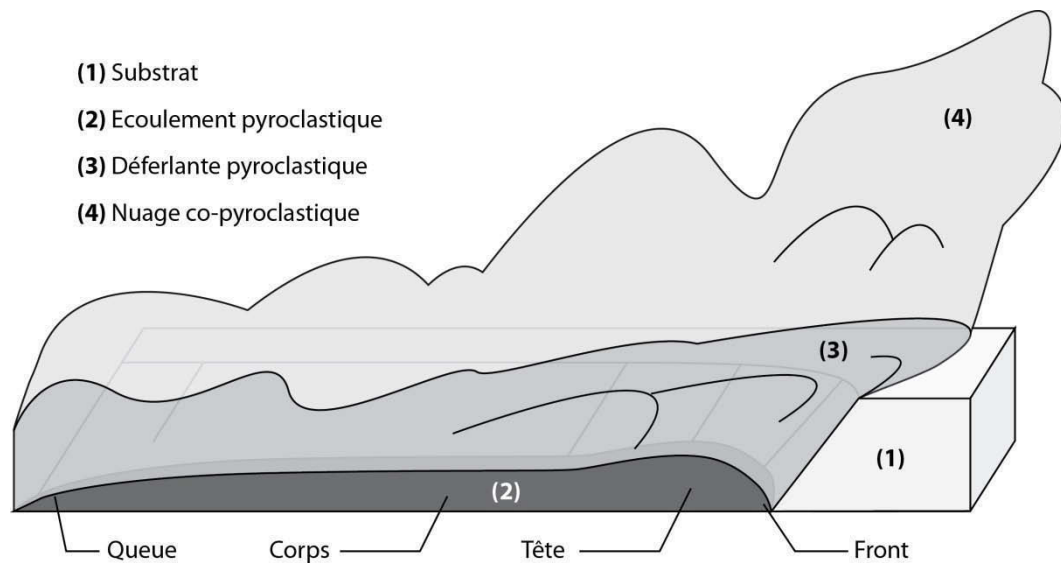


Fig. 1.2 : Structure générale simplifié d'un PDC se mettant en place au sein d'une vallée.

1.1.A.c Aléa et impact sur les populations

La remarquable mobilité des écoulements pyroclastiques, couplée à des températures importantes et des charges en particules létales, font de ces derniers l'aléa volcanique le plus meurtrier qui soit (*Baxter et al., 1998 ; Tanguy et al., 1998 ; Horwell and Baxter, 2006 ; Auker et al., 2013*). Ils sont responsables de 33% des pertes humaines causées par des éruptions depuis l'année 1600, devant les famines/épidémies (24%), les tsunamis (20%) et les lahars/jökulhlaups (17,5% ; *Auker et al., 2013*). Cette proportion augmente jusqu'à plus de 50% dans la période 1900-1997 (Fig. 1.3 ; *Blong, 1984 ; Tanguy et al., 1998*), alors même que le nombre de victimes liées aux éruptions volcaniques diminue fortement sur cette période (malgré une augmentation de la population exposée), notamment grâce au développement de la surveillance et à une meilleure compréhension des phénomènes volcaniques et à une meilleure gestion des crises (ex : distribution de vivres). Les pertes humaines au cours des éruptions volcaniques les plus récentes sont elles aussi à attribuer aux PDCs (ex : Merapi 2010, *Jenkins et al., 2013 ; Komorowski et al., 2013 ; Sinabung 2014 ; Ontake, 2014*)

Cette augmentation de la proportion de pertes causées par les PDCs met en lumière les limites actuelles dans la compréhension du phénomène, et les difficultés à prévoir le comportement des écoulements. Comme il n'existe en effet aujourd'hui aucun moyen de protection active contre cet aléa, seule l'évacuation préventive en cas de crise permet de préserver les populations vivant au pied des volcans. Cette démarche complexe nécessite la mise à disposition de cartes d'aléas précises

auprès des autorités civiles compétentes. L'un des grands défis de la volcanologie moderne est ainsi de mieux comprendre les processus qui contrôlent la mise en place des PDCs, notamment leur remarquable mobilité, afin d'être en mesure d'estimer leurs trajectoires en cas de crise éruptive.

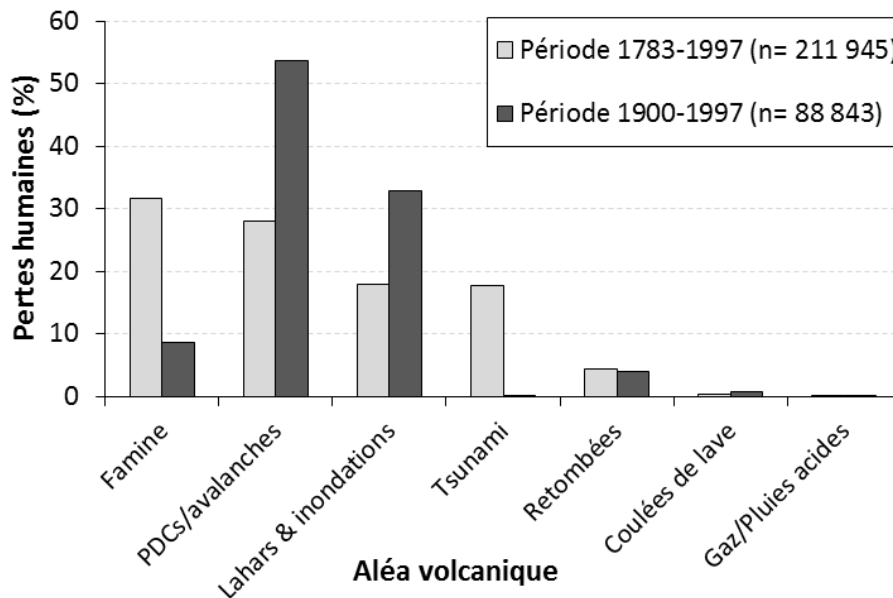


Fig. 1.3 : Proportions des pertes humaines causées par les différents aléas volcaniques, sur les périodes 1783-1997 (gris clair) et 1900-1997 (gris foncé). La variable n représente le nombre total de pertes sur les périodes concernées. Données issues de *Tanguy et al. (1998)*.

1.1.B. Prise en compte des matériaux pyroclastiques dans les budgets éruptifs

1.1.B.a Budget de matière à court terme : taille des éruptions

La taille des éruptions est une donnée fondamentale en volcanologie qui permet de comparer différents évènements entre eux et qui est utilisée pour l'élaboration de différents scénarii utilisés dans la définition de l'aléa (ex : *Todesco et al., 2006* ou *Cioni et al., 2008* pour le Vésuve). Le VEI (pour Volcanic Explosivity Index) de *Newhall et Self (1982)* permet d'estimer la taille d'une éruption à partir du volume total de produits émis et de la hauteur de la colonne éruptive (Fig. 1.4). Il s'agit d'un indice très largement utilisé à l'heure actuelle, qui présente l'avantage d'être relativement simple et applicable aux éruptions actuelles et passées (*Newhall et Self, 1982*).

Cet indice présente cependant des limites : 1) les volumes de produits ne sont généralement pas corrigés de leur vésicularité et de leur densité (en utilisant par exemple le volume DRE ou « Dense Rock Equivalent), or, pour une même masse, un dépôt dense aura un volume beaucoup moins important qu'un dépôt très vésiculé, 2) la part de produits étrangers à l'éruption et contenus dans les dépôts (incorporation, recyclage...) n'est souvent pas déduite des volumes utilisés pour le calcul du VEI et 3) l'estimation des volumes totaux de produits mis en place est parfois délicate à

obtenir, à cause de l'érosion importante pour les éruptions anciennes ou de l'absence de méthodes adéquates de calcul pour certains types de produits. C'est notamment le cas pour les écoulements pyroclastiques de faibles volumes, où la géométrie complexe des dépôts et la fréquence importante des événements (Wadge et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2011) empêchent le développement de méthodes standardisées de calcul de volume telles que celles utilisées pour les dépôts de retombées de cendres (ex : Bonnadona et al., 2002 ; Bonnadona et Costa, 2012 ; Eychenne et al., 2013).

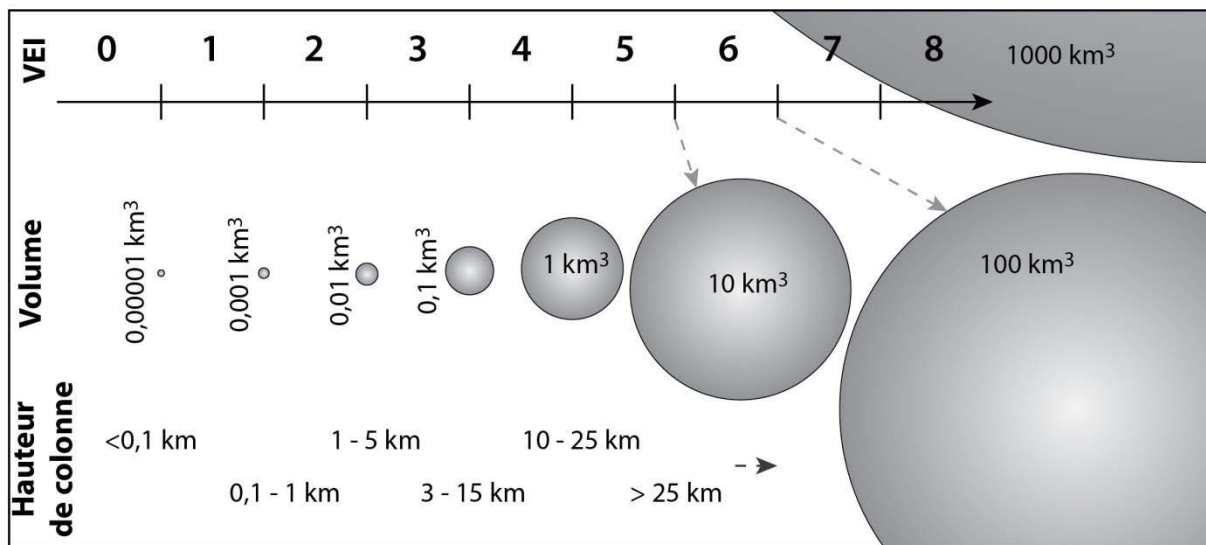


Fig. 1.4 : Volume de magma impliqué dans l'éruption (symbolisé par les sphères) et de la hauteur de la colonne éruptive pour les différents VEIs Newhall et Self (1982). Modifié d'après un document de l'USGS.

Ces limites ont poussé Pyle (2000) à proposer une classification de la taille des éruptions basée sur la masse des dépôts. La magnitude M d'une éruption se calcule ainsi telle que

$$M = \log(m) - 7 \quad (1)$$

avec m la masse totale de produit émis au cours de l'éruption en kilogrammes (Pyle, 2000). Bien que cette échelle permette d'estimer la taille d'une éruption tout en s'affranchissant des problèmes liés à l'utilisation des volumes décrits plus haut (Mason et al., 2004), elle reste cependant entachée de plusieurs incertitudes. La conversion des volumes en masse nécessite en effet de connaître les compositions précises des dépôts et les densités spécifiques de leurs constituants. Si des études récentes (Eychenne et Le Pennec, 2012 ; Eychenne et al., 2013) proposent des méthodes robustes pour calculer les masses de produits contenus dans les dépôts de retombées, ce n'est pas encore le cas pour les écoulements pyroclastiques, malgré des progrès récents (ex : Charbonnier et Gertisser, 2011). Seules des estimations quantitatives de composition lithologique et une densité moyenne sont généralement disponibles pour ces dépôts très hétérogènes (ex : Bourdier et al., 1989 ; Boudon et al., 1993 ; Sparks et al., 1997 ; Cole et al., 1998b ; Calder et al., 2000 ; Saucedo et al., 2004).

Ainsi, quelle que soit l'échelle utilisée, l'une des principales sources d'incertitude dans l'estimation de la taille des éruptions est le calcul des volumes et masses de produits mis en place, notamment sous la forme d'écoulements pyroclastiques. Afin de mieux comprendre comment se répartit la masse au sein de ces derniers, il y a donc une réelle nécessité de connaître 1) quelle est la part de matériel recyclé (c.à.d. étranger à l'éruption) incorporé aux dépôts et 2) quelle est la proportion de matériel mis en place sous la forme d'écoulements pyroclastiques par rapport aux masses de retombées, de balistiques, de déferlantes pyroclastiques, ou de coulées de lave, afin de pouvoir calculer des bilans de matière complets pour une éruption donnée.

1.1.B.b Budget de matière à long terme : courbe de croissance des volcans

Les budgets de matière à l'échelle de l'édifice sont déterminés en calculant le volume de différentes unités géologiques calées dans le temps par datations absolues (*Hildreth et Lanphere, 1994 ; Hildreth et al., 2003 ; White et al., 2006 ; Singer et al., 2008 ; Escobar-Wolf et al., 2010 ; Lahitte et al., 2012*). Ces calculs de volumes émis reposent sur des cartes géologiques des édifices et sur des hypothèses de leur morphologie passée. Cette dernière est généralement considérée comme celle d'un solide de révolution simple (ex : *Escobar-Wolf et al., 2010*) ou modélisée à partir de points topographiques de même âge préservés de l'érosion (ex : *Lahitte et al., 2012*), tandis que la base de l'édifice est extrapolée à partir de la tendance régionale du substrat (ex : *Frey et al., 2004 ; Escobar-Wolf et al., 2010*).

Les volumes totaux ainsi obtenus rapportés à une période donnée permettent de calculer les taux d'émission Q d'un édifice utilisés pour construire les courbes de croissance des édifices (Fig. 1.5). Cette donnée est cruciale pour comprendre le fonctionnement d'un système magmatique sur le long terme et ses liens avec la tectonique régionale, les cycles géochimiques, voire son impact sur le climat ou son potentiel géothermique (*White et al., 2006* et références citées). Or, comme pour les budgets de matière à l'échelle d'une éruption donnée, l'estimation des volumes et des masses de matériel émis sous la forme d'écoulement pyroclastique reste problématique à l'échelle de l'édifice. A la différence des coulées de lave (qui sont enregistrées durablement dans la séquence stratigraphique du volcan), des dépôts de retombées (qui possèdent une répartition spatiale importante et dont l'architecture peut être reconstruite grâce à des mesures d'épaisseur discrètes), ou des ignimbrites (qui représentent des volumes de produits considérables laissant une empreinte importante), l'enregistrement des dépôts d'écoulements pyroclastiques modestes dans la séquence sédimentaire des édifices est délicat. Ces dépôts non-consolidés peuvent en effet être facilement remobilisés après une éruption et donc effacés de l'enregistrement sédimentaire. Dans les cas où ils sont préservés (par exemple intercalés entre des niveaux laviques), leur extension spatiale est

souvent difficile à retrouver : ces dépôts ne sont pas traités individuellement et auront tendance à être placés dans la même unité que les laves (Wadge et al., 2006 ; Singer et al., 2008). Le faible taux de préservation des dépôts d'écoulements pyroclastiques fait cependant que ces derniers sont la plupart du temps négligés dans les bilans de matière éruptive à l'échelle de l'édifice. Or, leur masse cumulée peut être conséquente, même à l'échelle de l'édifice, et notamment sur des volcans produisant régulièrement des écoulements pyroclastiques.

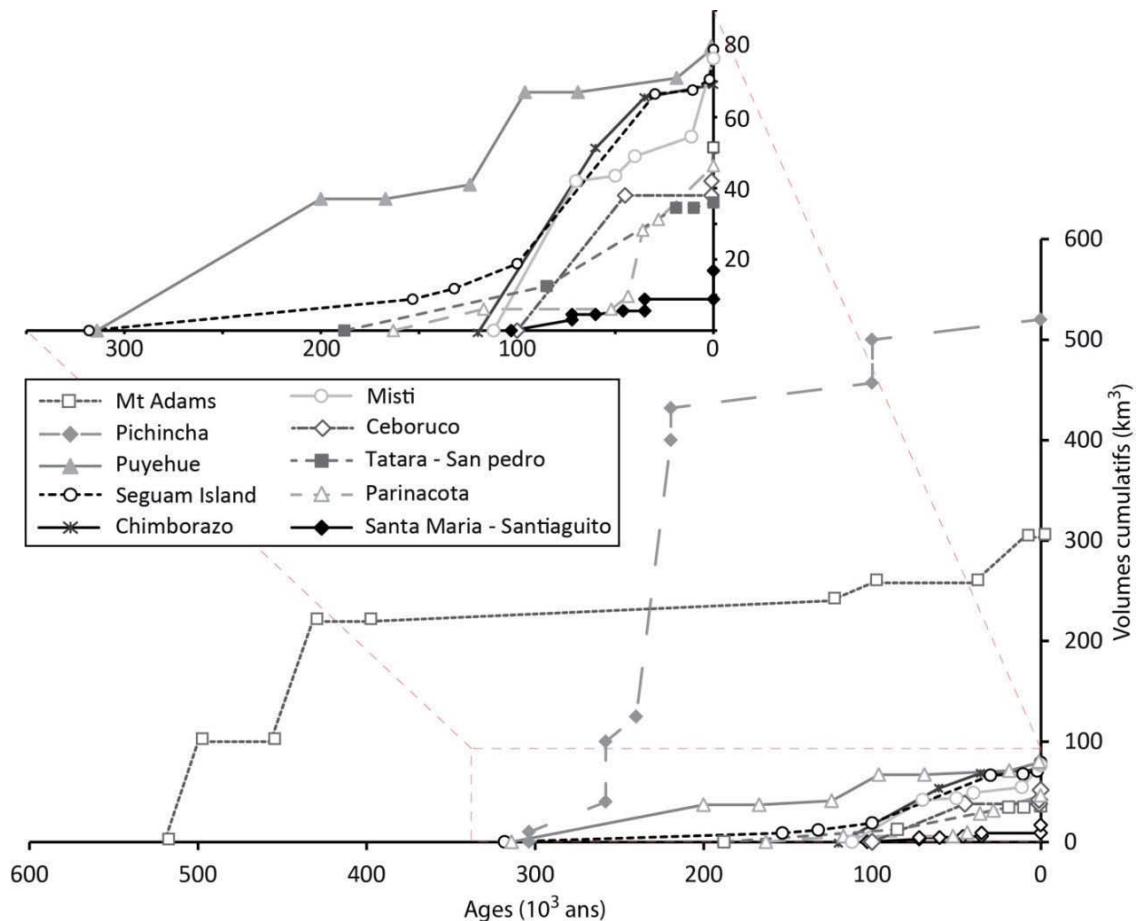


Fig. 1.5 : Courbes de croissances cumulatives de la littérature pour différents édifices volcaniques : Mt Adams (Hildreth et Lanphere, 1994) ; Tatará - San Pedro (Singer et al., 1997) ; Misti (Thouret et al, 2001) ; Ceboruco (Frey et al, 2004) ; Segouam Island (Jicha et Singer, 2006) ; Parinacota (Hora et al., 2007) ; Puyehue (Singer et al, 2008) ; Pichincha (Robin et al, 2009) ; Santa María-Santiaguito (Escobar-Wolf et al., 2010) ; Chimborazo (Samaniego et al, 2012).

1.2. Les dépôts, témoins privilégiés de la mise en place des écoulements

1.2.A. Transport, sédimentation et mobilité des PDCs

Le transport des particules au sein des PDCs de faible volume, puis leur sédimentation sous forme de dépôts, a fait l'objet de nombreuses études de terrain et de modélisations analogiques ou numériques qui ont permis de proposer différents régimes d'écoulements et de sédimentation en

fonction du type d'écoulement (ex : *Nairn et Self, 1978 ; Rodriguez-Elizarraras et al., 1991 ; Boudon et al., 1993 ; Yamamoto et al., 1993 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Cole et al. 2002 ; Saucedo et al., 2004 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Lube et al., 2007 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Roche et al., 2013b* et références incluses).

1.2.A.a Mécanismes de transport des particules

Lors de leur mise en place, les PDCs développent généralement une stratification dynamique au sein de laquelle coexistent les pôles dilués et denses du phénomène (Fig. 1.6). La partie dense de l'écoulement, canalisée dans les vallées, est surmontée par une déferlante pyroclastique diluée et turbulente qui s'étend sur de vastes zones de part et d'autre du chenal principal (Fig. 1.6). Si les dépôts associés aux deux pôles sont clairement identifiables sur le terrain, les relations entre la partie basale et la déferlante restent quant à elles peu connues (*Kelfoun et al., 2014*). Les déferlantes peuvent en effet se détacher de la partie dense (par exemple à la faveur d'un obstacle topographique), avoir un comportement découplé de celui de l'écoulement dense principal, voire se reconcentrer sous la forme d'écoulement dense par la suite (*Yamamoto et al., 1993 ; Fisher, 1995 ; Fuji et Nakada, 1999 ; Abdurachman et al., 2000 ; Kelfoun et al., 2000 ; Bourdier et Abdurachman, 2011 ; Druitt et al., 2002 ; Loughlin et al., 2002*).

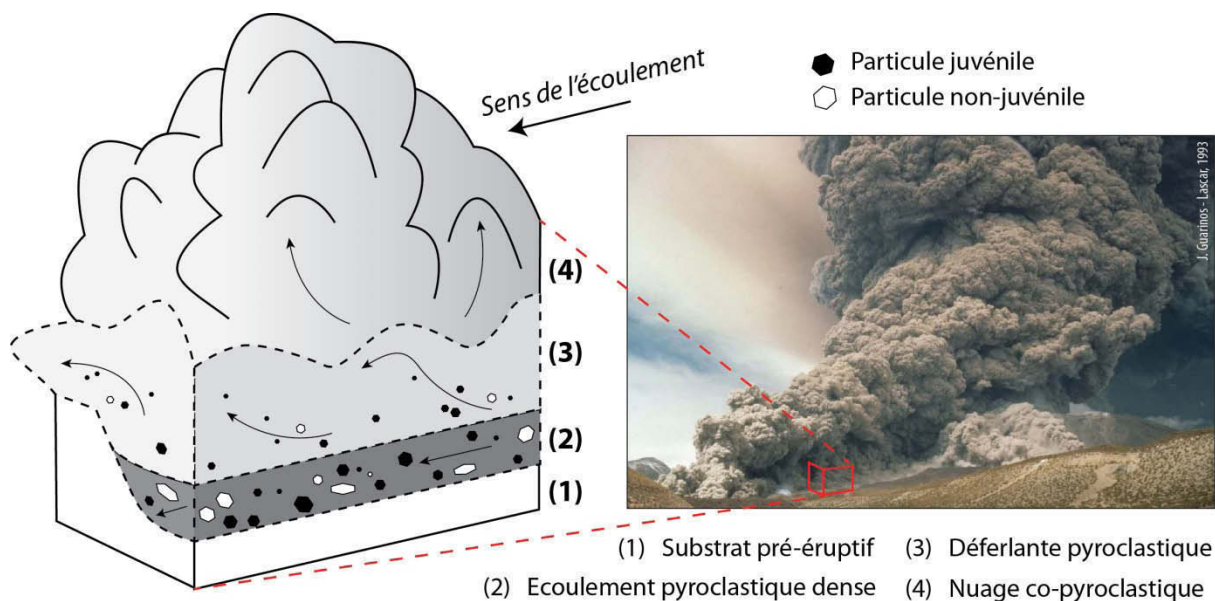


Fig. 1.6 : Schéma simplifié d'un courant de densité pyroclastique au cours de sa mise en place où apparaît la stratification dynamique entre l'écoulement basal dense, la déferlante turbulente et le nuage co-pyroclastique ainsi que différentes particules en fonction de leur origine.

Le régime de transport, qui gouverne la manière dont les particules interagissent et se déplacent est fortement dépendant du type d'écoulement, et peut varier pendant la mise en place. Trois régimes principaux de transport sont reconnus à l'heure actuelle :

Le régime de transport granulaire (Fig. 1.7) est caractéristique d'écoulements laminaires fortement concentrés, où la charge en particules est très élevée et proche de celle du dépôt. Le mécanisme de transport est alors contrôlé par le transfert de moment cinétique lié aux collisions et frictions entre les particules (ex : *Denlinger, 1987; Campbell, 1990; Dobran et al., 1993*). La fréquence de ces collisions est appelé « température granulaire » de l'écoulement par analogie avec la physique des gaz (*Ogawa, 1978; Savage et Jeffrey, 1981; Savage, 1984*). La dissipation d'énergie liée aux collisions inélastiques entre les particules font que la température granulaire d'un écoulement diminue au cours de sa mise en place. Un taux de cisaillement important, principalement lié à la pression lithostatique de l'écoulement, est alors nécessaire pour maintenir une température granulaire élevée (*Pollock, 2013*). La pression dispersive (*Bagnold, 1954*) incite quant à elle les particules à s'écarter les unes des autres sous l'effet des collisions et la mobilité de l'écoulement augmente.

Le régime de transport turbulent (Fig. 1.7) concerne les écoulements dilués, où la charge en particules est très réduite ($1-10 \text{ kg.m}^3$). Les collisions entre particules sont alors négligeables et le transport est dominé par la phase fluide. Des composantes verticales de vitesses supérieures aux vitesses de sédimentation, conjuguées aux forces de portance et/ou de turbulence, maintiennent les particules en suspension (*Rouse, 1939; Allen 1984; Branney et Kokelaar, 2002*). Le cisaillement est négligeable, sauf à la base de l'écoulement où une couche-limite plus riche en particules peut se former, et où la saltation/traction peuvent alors jouer un rôle important (*Branney et Kokelaar, 2002*).

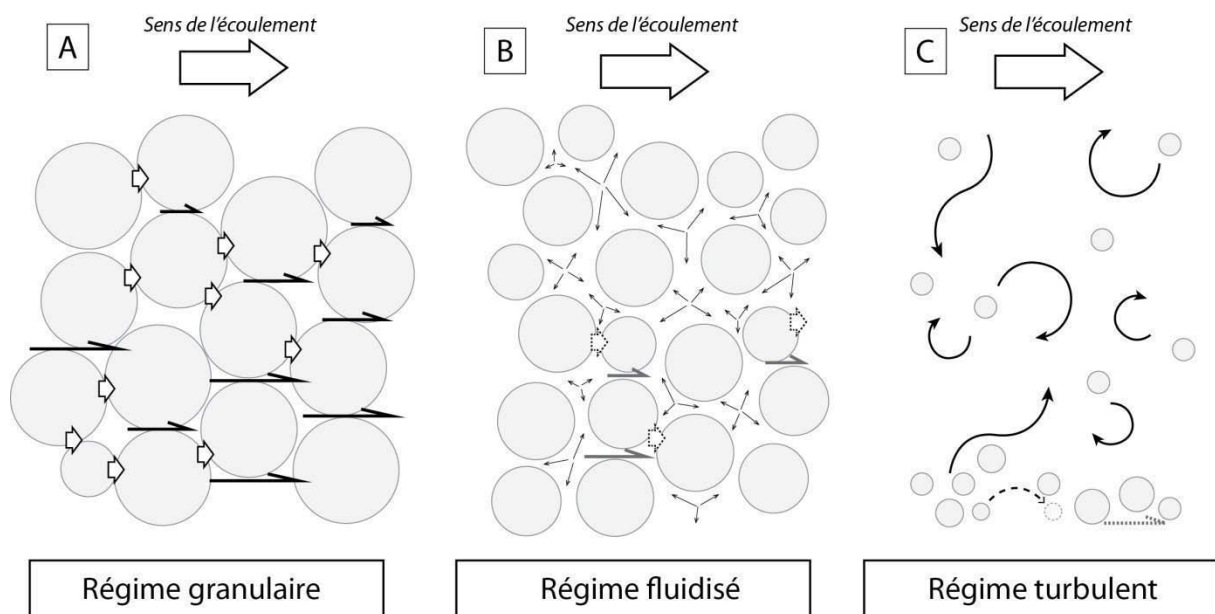


Fig. 1.7 : Schémas simplifiés des différents régimes de transport des particules invoqués pour les PDCs et discutés dans le texte. **(A)** Régime granulaire dominé par des collisions et des frictions entre les particules. **(B)** Régime fluidisé (ou semi-fluidisé) caractérisé par une pression de pore non-négligeable. **(C)** Régime turbulent dominé par le comportement de la phase fluide (voir texte).

Le régime de transport fluidisé ou semi-fluidisé (Fig. 1.7) désigne les cas où la charge en particules est importante, mais où le rôle de la pression interstitielle entre les grains (ou pression de fluide) n'est pas négligeable et limite les interactions entre les particules (Wilson, 1980 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Roche et al., 2004). Les frictions internes et basales de l'écoulement sont alors réduites, ce qui augmente les distances de parcours (Roche et al., 2008). Les différents mécanismes susceptibles d'être responsables de la fluidisation des écoulements naturels seront discutés par la suite.

1.2.A.b Processus de sédimentation des écoulements

Les PDCs sédimentent à partir d'une zone appelée « couche-limite », qui rassemble à la fois la partie basale de l'écoulement et la partie supérieure du dépôt, et où le transport est généralement contrôlé par les interactions entre particules (Fig. 1.8 ; Branney and Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2008). L'épaisseur de cette couche-limite peut varier au cours du temps et dépend de la balance entre la quantité de matériau qui entre dans la zone, du taux de sédimentation, du taux d'érosion/incorporation et du débit de particules éluvées quittant la zone (Sulpizio et Dellino, 2008).

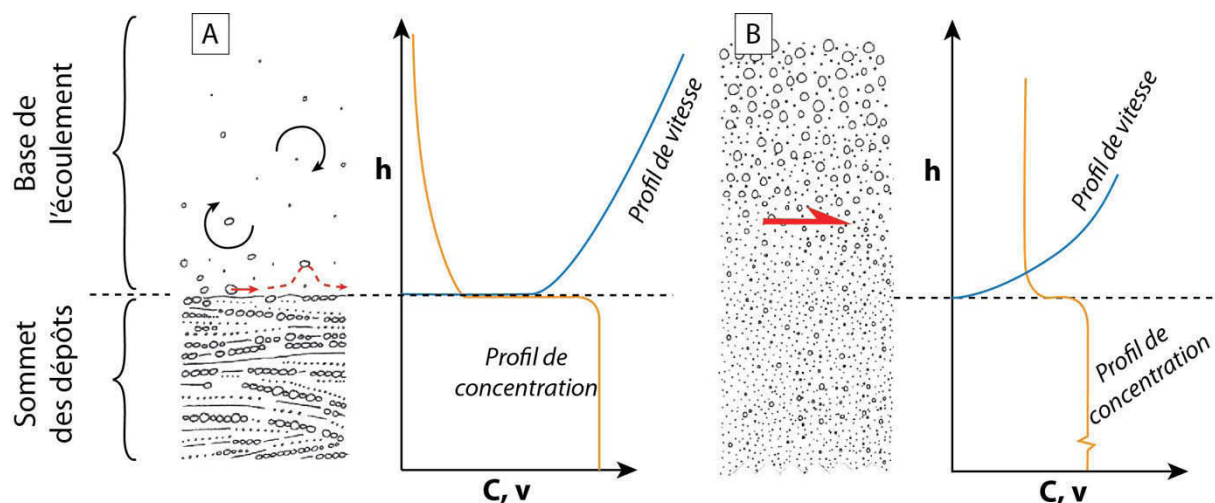


Fig. 1.8 : Schémas de la couche limite d'un écoulement dilué (A) ou concentré (B) caractérisés par un mode de mise en place associé à un taux de cisaillement (*shear rate*) important. Les profils de vitesse et de concentration sont représentés en fonction de l'épaisseur h . La couche limite est dominée par un phénomène de saltation/traction en (A) ou par un comportement granulaire en (B), symbolisés par les flèches. Modifié d'après Branney et Kokelaar, (2002).

Deux mécanismes de sédimentation différents ont été proposés dans la littérature pour expliquer les dépôts naturels : 1) une accumulation progressive de différents niveaux d'un même écoulement assez fluide pour développer une stratification interne (Fisher, 1966a ; « progressive aggradation » de Branney et Kokelaar, 1992) 2) le dépôt en masse d'un écoulement composé d'une tête fluide en expansion et d'un corps plus dense, laminaire et plus ou moins fluidisé qui se déplace le long d'un niveau de cisaillement basal (Sparks et al., 1973 ; Sparks, 1976 ; Freundt and Schimcke,

1986 ; Carey, 1991). Sulpizio et al. (2007) ont récemment proposé un modèle où les PDCs modestes ségrèguent rapidement un niveau basal riche en particules qui se déplace sous forme de pulses (Huppert et al., 1986 ; Schwartzkopf et al., 2005) correspondant à des « vagues de densités » au sein d'un même écoulement. Lorsque les forces motrices deviennent plus faibles que les forces résistantes, les pulses se figent. Ce comportement peut donc être vu comme un dépôt en masse à l'échelle du pulse et comme une accumulation successive de différents niveaux individuels à celle de l'écoulement (Sulpizio et al., 2007).

1.2.A.c Dépôts caractéristiques des PDCs de volume modeste

Une fois mis en place, les dépôts de PDCs présentent une très grande variété de faciès (ex : Bourdier et al., 1989 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2011), séparés ici en dépôts 1) d'écoulements pyroclastiques et 2) de déferlantes pyroclastiques, de manière à suivre la terminologie proposée dans ce mémoire.

Les dépôts d'écoulements pyroclastiques sont généralement épais (1- >10 m), massifs et possèdent une granulométrie très hétérogène (10^{-6} à 1 m de diamètre). Un grano-classement inverse des clastes (hérité d'un tri mécanique lors de la mise en place), des évidences d'imbrications, ou des conduits de dégazage (« degazing pipes en anglais ») peuvent cependant être observés (ex : Fisher et Schmincke, 1984 ; Savage et Lun, 1988 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Cagnoli et Romano, 2013 ; Komorowski et al., 2013). Ces dépôts témoignent d'un régime de transport granulaire plus ou moins fluidisé, où la partie basale de l'écoulement joue un rôle clef dans la dynamique globale.

Généralement bien canalisés par la topographie pré-éruptive, les écoulements pyroclastiques sont capables de s'étaler et de former des digitations ou des éventails pyroclastiques lorsque qu'ils débouchent dans une zone au relief moins marqué. La présence de faciès de débordement sur les bordures (« overbank » en anglais) est aussi fréquemment documentée (ex : Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011), notamment au niveau de brusques variations de la topographie du réseau qui draine les écoulements. La morphologie de surface des dépôts est dominée par le développement de levées et chenaux le long du corps de l'écoulement et de lobes au niveau de son front (Felix et Thomas, 2004 ; Lube et al., 2007). Une caractéristique marquante des dépôts d'écoulements pyroclastiques est leur forte hétérogénéité, à la fois dans la distribution de la taille et dans la nature lithologique des particules qui les composent (Fig. 1.6), et sur laquelle nous reviendrons en détail dans la section 1.2.B.c de de mémoire.

Les dépôts de déferlantes pyroclastiques sont généralement peu épais (0,01 à 0,1 m) du fait de la charge en particules réduite de l'écoulement (souvent <1%). La granulométrie est fine et relativement homogène tandis que le litage et les structures sédimentaires sont bien marquées

(stratification entrecroisées, niveau d'abrasion ; *Fisher et Schmincke, 1984 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002*). La morphologie de surface des dépôts de déferlante est dominée par la présence de dunes et d'anti-dunes qui témoignent du mode de transport turbulent des particules (ex : *Sigurdsson et al., 1987 ; Douillet et al., 2014b*).

La mise en place des écoulements pyroclastiques est systématiquement accompagnée de la formation d'un panache co-pyroclastique par entrainement thermique vertical de l'air et des gaz chaud, et par éluviation des particules les plus fines (Figs. 1.2 et 1.6 ; *Yamamoto et al., 1993 ; Eychenne et al., 2012*). Le comportement de ce panache co-pyroclastique est largement influencé par les vents dominants et son dépôt possède ainsi une architecture similaire à celle de panaches volcaniques « classiques » issus de la colonne éruptive (*Eychenne et al., 2012*). La présence de ce panache co-pyroclastique masque entièrement la partie basale dense de l'écoulement et empêche toute observation directe du phénomène, ce qui rend l'étude des dépôts indispensable (*Druitt, 1998 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Sulpizio et Dellino, 2008*).

1.2.A.d Mobilité des écoulements pyroclastiques

Le rapport $\Delta H/L$ de la différence ΔH d'altitude verticale entre le point de départ et d'arrivée de l'écoulement et la distance horizontale L parcourue a été utilisé très tôt pour caractériser les écoulements pyroclastiques (*Francis et al., 1974 ; Nairn et Self, 1978 ; Sheridan, 1979 ; Siebert, 1984*). Plus le rapport est faible, plus l'écoulement est dit « mobile ». Les écoulements pyroclastiques de faibles volumes possèdent des distances de parcours similaires à celles d'éboulements de roches, ce qui signifie que leur mécanisme de transport est proche du régime purement granulaire (Fig. 1.9 ; *Sparks, 1976 ; Yamamoto et al., 1993*).

Les « lignes d'énergies » (*Sheridan, 1979*), voir Fig. 1.9), déterminées grâce aux valeurs caractéristiques des rapports $\Delta H/L$ de nombreux écoulements pyroclastiques ont été utilisées pour prévoir leurs distances de parcours en fonction de la morphologie du volcan et appliquées à la définition de l'aléa (*Malin et Sheridan, 1982 ; Sheridan et al., 2004 ; Toyos et al., 2007*). Ces écoulements peu épais de grande extension appartiennent aux écoulements à faible rapport de forme de *Walker (1983)*. Il est cependant important de noter que le rapport $\Delta H/L$ ne tient pas compte de la hauteur de la colonne éruptive qui s'effondre (ce qui le sous-estime dans certains cas) et qu'il est calculé à partir des distances de parcours qui dépendent de la topographie du volcan.

Les écoulements pyroclastiques de volumes intermédiaires à importants présentent quant à eux une mobilité supérieure à celle de simples éboulements rocheux (*Druitt, 1998*), ce qui implique qu'il existe des mécanismes responsables de l'allongement de la distance de parcours des écoulements (Fig. 1.9).

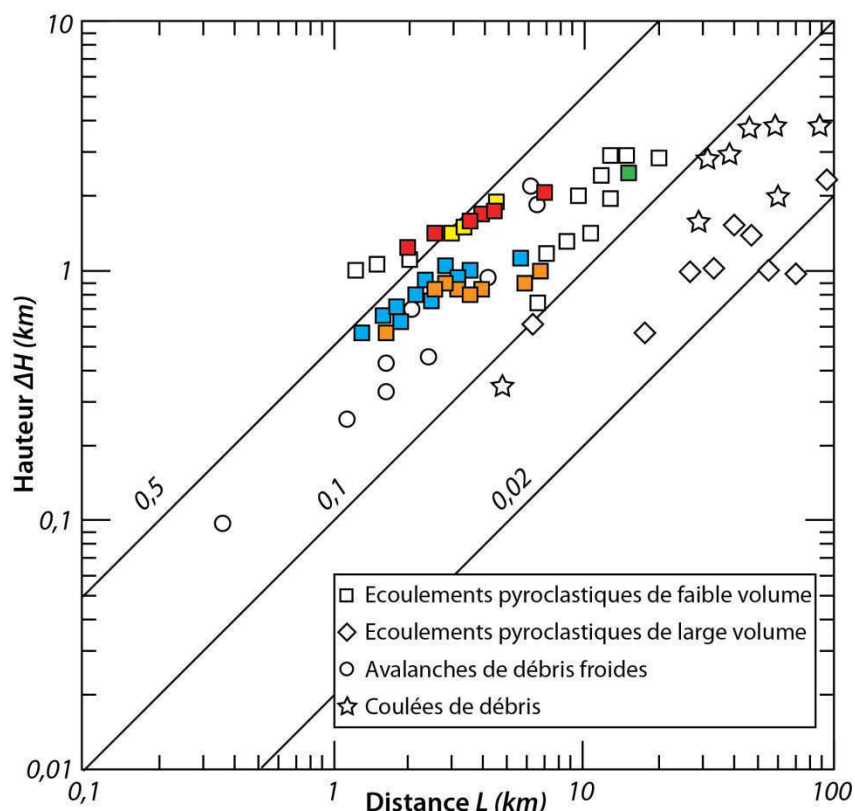


Fig. 1.9 : Rapports $\Delta H/L$ en échelle logarithmique de différents types d'écoulements géophysiques. Les données pour les écoulements pyroclastiques modestes proviennent des éruptions de 1991 de l'Unzen (carrés bleus, *Yamamoto et al., 1993*), de 1996-97 de la Soufrière Hills (carrés oranges, *Calder et al., 1999*), de 1998-99 du Colima (carrés jaunes, *Saucedo et al., 2002*), de 2006 (carrés rouges, *Charbonnier et Gertisser, 2011*) et 2010 du Merapi (carré vert, maximum runout des PDCs, *Solikhin et al., 2015a*). Les autres données proviennent de *Fisher et Schmincke (1984)*. Modifié d'après *Charbonnier et Gertisser (2011)*.

Ces différents mécanismes peuvent être regroupés au sein de trois grandes familles (*Branney et Kokelaar, 2002*), qui sont : 1) les interactions entre l'écoulement et l'air ambiant, par exemple les mécanismes d'ingestion d'air qui fluidisent l'écoulement ou les effets de coussin d'air à la base de celui-ci (*Shreve, 1968*), 2) les interactions entre l'écoulement et son substrat, telles que les mécanismes de fusion/lubrification basale (*De Blasio et Elverhøi, 2008; Goren et Aharonov, 2007*), de fluidisation causée par la rugosité du substrat (*Chédeville et Roche, 2014*), ou la déstabilisation et l'entraînement d'un substrat érodable (*Mangeney et al., 2007, 2010; Iverson et al., 2011; Farin et al., 2014*) et 3) les propriétés intrinsèques de l'écoulement, comme par exemple les phénomènes de fluidisation (par les gaz, mécaniques ou acoustiques ; *Sparks, 1976; Wilson, 1980; Iverson et Vallance, 2001; Collins et Melosh, 2003; Druitt et al., 2004; Hungr et Evans, 2004; Branney et Kokelaar, 2002; Roche et al., 2004; 2008; 2011; De Blasio, 2011*), la réduction de la friction basale (c.à.d. la diminution du frottement entre l'écoulement et son substrat) liée à la ségrégation (*Linares-Guerrero et al., 2007; Phillips et al., 2006; Roche et al., 2005*). Malgré tous ces travaux, la forte

mobilité des écoulements pyroclastiques reste encore mal comprise à l'heure actuelle et continue de constituer un challenge pour la volcanologie moderne.

1.2.B. Méthodes de description des dépôts d'écoulements pyroclastiques

Comme nous l'avons vu précédemment, une part importante des informations dont nous disposons aujourd'hui sur les écoulements pyroclastiques proviennent de l'étude de leurs dépôts. Même si ces derniers enregistrent principalement l'état de la couche-limite, ils représentent la vérité de terrain, et doivent ainsi être à la base de tout modèle physique (*Druitt, 1998*). La répartition spatiale, la morphologie et les structures/fabriques sédimentaires présentes dans les dépôts, ainsi que la distribution granulométrique, la forme, la nature lithologique et l'abondance des différentes particules qui les constituent permettent de mieux comprendre les mécanismes de mise en place des PDCs (ex : *Fisher et Schmincke, 1984 ; Freundt et Schmincke, 1985 ; Druitt, 1992 ; Boudon et al., 1993 ; Yamamoto et al., 1993 ; Allen et Cas, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Saucedo et al., 2004 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Sulpizio et al., 2007 ; Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Komorowski et al., 2013 ; Brand et al., 2014*). Le but de cette section est de décrire en détail ces caractéristiques, et de pointer certaines limites dans les méthodes employées actuellement, pour lesquelles cette thèse se propose d'apporter des solutions.

1.2.B.a Répartition et volume

Les écoulements pyroclastiques sont fortement contrôlés par la topographie pré-éruptive et se mettent en place au fond des vallées et des ravines qui drainent l'édifice, ce qui rend la géométrie de leurs dépôts très complexe. La topographie pré-éruptive des volcans étant en effet propre à chaque édifice (car façonnée par les conditions climatiques, géologiques et tectoniques locales), il n'existe pas de méthode standard de calcul de volume comme c'est par exemple le cas pour les dépôts de retombées (ex : *Eychenne et al., 2013*). De manière générale, l'épaisseur des dépôts d'écoulement pyroclastiques modeste dépend de la pente et de la distance à l'événement et augmente vers l'aval à mesure que la pente décroît (*Macías et al., 1998 ; Saucedo et al., 2002 ; Cole et al., 2005 ; Lube et al., 2007 ; Sulpizio et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*). L'angle de repos typique d'un matériel granulaire sec est en effet aux alentours de 30° (*Lube et al., 2007*), ce qui implique que les processus de sédimentation des écoulements ne débutent que sur des pentes inférieures (entre 25 et 35°). Ce comportement général peut être perturbé localement par des variations à petite échelle de la topographie (*Cole et al., 2005*). Dans certains cas, de brusques variations de la topographie, telles que des ruptures de pente importantes, entraînent une diminution brutale des forces motrices, provoquant la sédimentation des écoulements (*Giordano, 1998 ; Saucedo et al., 2004 ; Lube et al., 2007 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Sarocchi et al., 2011*).

Les volumes des dépôts d'écoulements pyroclastiques sont généralement calculés à partir d'une formule simple où les aires de répartition des produits sont multipliées par une épaisseur moyenne des dépôts dérivée de mesures de terrain (*Alvarado et Soto, 2002 ; Saucedo et al., 2002 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; 2011 ; Solikhin et al., 2015a*). La répartition spatiale des produits est délimitée à partir de photos aériennes ou satellites et sont validées par des vérifications de terrain (*Charbonnier et Gertisser, 2008 ; Solikhin et al., 2015a*). L'épaisseur moyenne des produits est un paramètre délicat à déterminer car il implique d'avoir des affleurements complets (c.à.d. où la base du dépôt est visible) répartis de manière homogène sur l'ensemble de la zone de répartition des produits, ce qui est rarement le cas. Récemment, les données radar (SAR) ont été utilisées afin de construire des modèles numériques de terrains avant et après la mise en place des dépôts et de déduire ainsi les volumes par soustraction (*Solikhin et al., 2015b*). La plupart du temps, les volumes sont cependant issus de calculs grossiers avec peu ou pas de détails sur la méthode de calcul employée (*Nairn et Self, 1978 ; Bourdier et al., 1989 ; Rodriguez-Elizarraras et al., 1991 ; Boudon et al., 1993 ; Cole et al., 1998b ; Saucedo et al., 2004 ; Hall et al., 2013*).

1.2.B.b Granulométrie

Les distributions de taille des grains enregistrées par les dépôts renseignent sur l'état final de l'écoulement et donnent ainsi accès à la fois aux processus à la source et aux mécanismes de transport des particules. Ces informations granulométriques dépendent 1) des mécanismes de fragmentation primaire des clastes, 2) des processus de fragmentation dynamique des particules lors de leur transport et 3) de la taille des clastes incorporés par l'écoulement au cours de sa mise en place. Dans le détail, les dimensions des particules est mesurée en fonction de leur largeur, longueur, épaisseur et volume (*Fisher et Schmincke, 1984*) et peut avoir différentes définitions. Le tamisage mécanique, qui est la méthode la plus utilisée, rend compte de la taille minimale de l'axe court 3D des particules (ex : *Fisher et Schmincke, 1984 ; Boudon et al., 1993*). D'autres méthodes se basent sur des projections des particules, comme le diamètre minimum de Fétet qui correspond par exemple à la plus petite distance entre deux droites parallèles tangentes au périmètre de la projection 2D du grain. Les « diamètres équivalents » donnent enfin les caractéristiques de disques (ou de sphères) d'aires (ou de volumes) égaux à ceux de la particule de forme quelconque étudiée. La nomenclature standard utilisée en granulométrie est l'échelle « phi », avec $\phi = -\log_2 [\text{diamètre (mm)}]$ (*Krumbein, 1938*).

La courbe de fréquence cumulative globale de la distribution granulométrique des dépôts est reconstruite en additionnant les proportions de matériel contenu dans les différents intervalles de tailles utilisés, et appelés « fractions granulométriques (généralement avec une précision au demi- ϕ ;

Fisher et Schmincke, 1984). Les données extraites de ces courbes de fréquence cumulatives (Inman, 1952 ; Folk et Ward, 1957) ont permis à Walker (1971 ; 1983) de proposer des paramètres, sur lesquels nous reviendrons largement dans le second chapitre de ce mémoire, permettant de classer les dépôts pyroclastiques en fonction de leur distribution granulométrique (et notamment en fonction de la médiane Md_ϕ et du tri σ_ϕ de leurs courbes de fréquence cumulatives ; Fig. 1.10).

Bien que largement utilisés par de nombreux auteurs (ex : Boudon et al., 1993 ; Mandeville et al., 1996 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Komorowski et al., 2013), les diagrammes de Walker (1971) présentent un certain nombre de limites. Il est tout d'abord difficile d'extraire des paramètres uniques de courbes de fréquence cumulatives représentant des granulométriques polymodales (Sulpizio et al., 2007). Les champs définis par Walker (1971) (Fig. 1.10) dépendent ensuite fortement de la fraction granulométrique prise en compte lors des mesures.

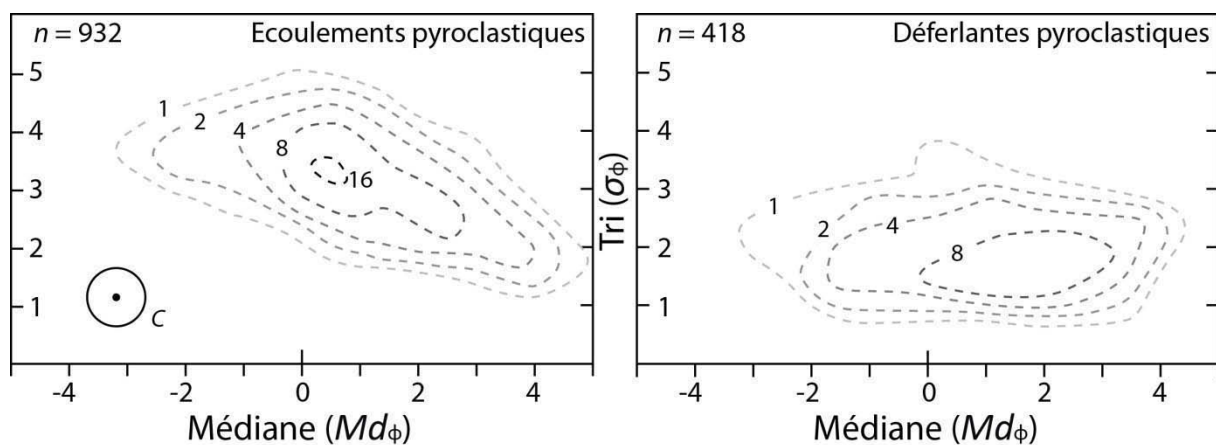


Fig. 1.10 : Diagrammes originaux de Walker (1983) présentant le tri σ_ϕ en fonction de leur médiane Md_ϕ d'un nombre n d'échantillons d'écoulements ou de déferlantes pyroclastiques. Les contours correspondent aux pourcentages d'échantillons contenus dans le cercle C sur n'importe quel point du graphique.

Pour des raisons pratiques, la plupart des données utilisées par Walker (1971 ; 1983) pour construire son diagramme ne portent que sur une fraction granulométrique réduite des dépôts, généralement inférieure à -4ϕ ou -5ϕ , 16 ou 32 mm, et sont obtenues par tamisage (ex : Barberi et al., 1989 ; Miyabuchi, 1999 ; Saucedo et al., 2002 ; Taddeucci et Palladino, 2002 ; Saucedo et al., 2010 ; Gurioli et al., 2012 ; Komorowski et al., 2013). Or, la méthode de tamisage, qui possède des biais intrinsèques (tels que sa dépendance à la forme des fragments, au temps de tamisage et à la nature du matériel tamisé ; Julien, 2010), ne permet pas de documenter de manière représentative les fractions les plus grossières et les plus fines des dépôts d'écoulements pyroclastiques. La limite basse du tamisage mécanique se situe en effet entre -4ϕ et -5ϕ (63 et 31,5 μm , Eychenne, 2012) et d'autres méthodes, telles que la diffraction laser (où les produits sont mis en solution, ex : Eychenne, 2012) ou la photosédimentologie (étude des particules sous binoculaire ou microscope, sur laquelle

je reviendrai dans le second chapitre de ce mémoire, ex : *Sarocchi et al., 2011*), sont nécessaires pour documenter les fractions les plus fines des dépôts.

Concernant la prise en compte des fractions grossières des dépôts, différentes méthodes ont été proposées. *Wolman (1954)* a par exemple développé très tôt une méthode de comptage par points qui consiste à mesurer les caractéristiques granulométriques (axes longs et axes courts apparents) de clastes visibles à l’affleurement et sélectionnés selon une grille définie par l’opérateur (voir aussi *Wohl et al., 1996*). Cette méthode, qui a largement été utilisée depuis, permet d’estimer quantitativement la répartition de la taille de la fraction grossière des dépôts et de recoller celle-ci aux données issues du tamisage (*Kellerhals and Bray, 1971 ; Boudon et al. 1993 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*). Des méthodes similaires se basent sur l’analyse d’image : des photographies des dépôts sont traitées de manière à mesurer les proportions des clastes les plus grossiers, c’est-à-dire supérieurs à -7ϕ ou -8ϕ (128 ou 256 mm) présents dans le dépôt (*Saucedo et al., 2004 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Sarocchi et al., 2011 ; Brand et al., 2014*). Bien que ces études soient de réelles avancées méthodologiques, elles présentent cependant encore quelques limites, notamment lors de la conversion des données 2D issues de l’analyse d’image en volumes puis en masses. *Schwartzkopf et al. (2005)* font par exemple l’hypothèse que les données 2D sont directement équivalentes à des volumes tandis que *Sarocchi et al. (2011)* négligent les effets de coupes liés aux surfaces d’affleurement. Or, le passage de la 2D à la 3D nécessite des corrections spécifiques, dites stéréologiques (*Delesse, 1848 ; Saltykov, 1958 ; Coster et Chermant, 1985 ; Sahagian et Proussevitch, 1998 ; Proussevitch et al., 2007 ; Shea et al., 2010 ; Jutzeller et al., 2012*), sur lesquelles nous reviendrons dans le second chapitre de ce mémoire. Très récemment, des reconstructions numériques de la surface 3D des affleurements ont été utilisées pour déduire la granulométrie des clastes grossiers (*Moreno Chávez et al., 2014*). Enfin, dans certains cas, la méthode pour obtenir la granulométrie des dépôts n’est pas ou peu précisée (*Bardintzeff et al., 1989 ; Calvache et Williams, 1992 ; Calder et al., 2000*). La distribution granulométrique globale des dépôts très hétérogènes d’écoulements pyroclastiques reste ainsi une donnée difficile à obtenir (*Lube et al., 2007*).

Or, la granulométrie des dépôts est une donnée de base, utilisée pour caractériser les comportements hydrodynamiques des écoulements et les différents environnements de sédimentation (ex : *Fisher et Schmincke, 1984 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; White et Houghton, 2006 ; voir section 1.2.A*). Les proportions de particules fines présentes dans les dépôts permettent en effet par exemple d’estimer de manière qualitative l’état de fluidisation d’un écoulement (*Druitt et al., 2007 ; Roche et al., 2013a*). Les données granulométriques ont aussi été utilisées pour mettre en évidence des phénomènes de tamisage cinétiques provoquant la percolation des grains les plus fins entre les fragments grossiers, et se traduisant par une migration verticale des clastes grossiers

et/ou de ceux possédant une flottabilité importante (telle que les ponces par rapport aux lithiques denses ; ex : *Savage et Lun, 1988 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Mitani et al., 2004 ; Cagnoli et Romano, 2013*). Enfin, l'évolution latérale de la granulométrie des dépôts montre généralement un meilleur tri et une médiane plus petite avec l'augmentation de la distance à l'événement, et souligne ainsi la présence de processus modifiant la taille des clastes au cours de leur mise en place (tels que la fragmentation ou la perte des fines par éluviation, *Murai, 1961 ; Walker, 1971 ; Sparks, 1976 ; Manga et al., 2011*). Les processus de fragmentation d'abrasion des particules au cours de leur transport sont reconnus depuis longtemps (ex : *Hay, 1959 ; Lipman, 1967 ; Walker, 1981*) et sont susceptibles d'avoir un fort impact sur le mode de mise en place des écoulements pyroclastiques. De nombreux travaux s'attachent ainsi à mieux comprendre ces phénomènes complexes à l'aide d'études texturales ou géochimiques des dépôts (ex : *Walker, 1981 ; Horwell et al., 2001 ; Taddeucci et Palladino, 2002 ; Manga et al., 2011 ; Sarocchi et al., 2011* et références citées), d'expériences analogiques (*Spieler et al., 2004 ; Kueppers et al., 2006 ; 2012 ; Schwartzkopf et al., 2007 ; Dufek et Manga, 2008 ; Manga et al., 2011 ; Bowman et al., 2012 ; Mundula et al., 2014*), et de modélisations numériques (*Papale et Dobran, 1994*). Il n'existe cependant pas de consensus sur le rôle de ces phénomènes dans les écoulements pyroclastiques de volumes modestes (*Lube et al., 2007 ; Manga et al., 2011*) et l'étude récente de *Manga et al. (2011)* insiste sur la nécessité d'obtenir des données quantitatives concernant les variations latérales de faciès des dépôts afin de mieux comprendre ces processus dans des cas naturels, et pouvoir effectuer des comparaisons avec les études analogiques.

1.2.B.c Compositions et proportions lithologiques

Il a été très tôt noté que les dépôts d'écoulements pyroclastiques renferment des clastes de natures lithologiques très différentes, et que l'origine et les proportions de ces fragments donnent des informations cruciales sur la genèse et le mode de mise en place des écoulements (ex : *Walker, 1971 ; Sparks, 1976 ; Fisher et Heiken, 1982 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Buesch, 1992 ; Giordano, 1998 ; Alvarado et Soto, 2002 ; Gurioli et al., 2012 ; Roche et al., 2013b*). Les lithologies des clastes présents dans les dépôts se divisent en deux familles principales : 1) les fragments juvéniles (ou « essentiels ») qui proviennent du magma impliqué dans l'éruption et qui sont ponces, scoriacés ou denses selon le dynamisme éruptif et 2) les fragments non-juvéniles, qui rassemblent les matériaux accessoires (ou « cognates » en anglais, représentant des roches volcaniques anciennes de l'édifice remaniées lors de l'éruption), et les accidentels qui proviennent du substratum et peuvent correspondre ainsi à tous types de roches (*Cas et Wright, 1987*). Dans le cas des écoulements pyroclastiques, les matériaux non-juvéniles peuvent provenir de trois sources différentes : 1) les parois de la chambre magmatique 2) les parois du conduit et 3) les flancs de l'édifice (*Fisher et Schmincke, 1984*). Dans les deux premiers cas, les clastes non-juvéniles remontent avec le magma

tandis que dans le troisième cas, ils proviennent du flanc du volcan et sont incorporés par l'écoulement sur son passage pendant sa mise en place, comme nous le verrons dans la section suivante.

La composition des dépôts d'écoulements pyroclastiques est l'un des paramètres texturaux les plus difficiles à mesurer et aucune méthode standard n'a été développée pour quantifier ce paramètre. Le premier défi est de trouver des critères objectifs permettant de différencier avec une très grande confiance les différentes familles lithologiques présentes dans les dépôts, ce qui s'avère parfois délicat et nécessite un travail fastidieux, notamment dans le cas d'écoulements à cendres-et-blocs issus de la déstabilisation de dômes (*Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Komorowski et al., 2013*). Le second défi est de documenter de manière représentative la composition lithologique de l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts. La composition de la matrice (c.à.d. de la fraction fine) des écoulements pyroclastiques est généralement obtenue par le comptage manuel d'un nombre jugé comme représentatif de clastes (ex : *Fisher et Heiken, 1982 ; Bourdier et al., 1989 ; Mandeville et al., 1996 ; Saucedo et al., 2004 ; 2010*), ou dans certains cas, par la séparation et la pesée de ces grains pour obtenir des masses, directement comparables aux données granulométriques issues du tamisage (ex : *Barberi et al., 1989 ; Carey et al., 2007*). Parmi les études les plus détaillées disponibles, *Barberi et al., (1989)* proposent de séparer à l'œil nu puis de peser les composants $> -1\phi$ des dépôts tandis que ≈ 800 grains des fractions fines ($< -1\phi$) sont insérés dans des plots de résine, comptés au microscope polarisé et corrigés de leurs densités propres afin d'obtenir des proportions massiques. *Charbonnier et Gertisser (2011)* ont quant à eux compté ≈ 100 grains par fraction granulométrique tous les $0,5 \phi$ entre -1ϕ et 5ϕ (2mm et $32 \mu\text{m}$), soit environ 700 grains par échantillon de matrice, et calqué ces proportions sur les données granulométriques. Enfin, *Eychenne (2012)* développe une méthode de comptage lithologique précise, basée sur la reconnaissance d'environ 300 par classe granulométrique, et sur la conversion en masse de ces proportions grâce aux densités spécifiques de chaque famille de constituants (*Eychenne et Le Pennec, 2012*).

Ces études basées sur le comptage manuel des fractions fines des dépôts sont longues et fastidieuses et ne permettent de documenter que la composition lithologique de la matrice des dépôts. La reconnaissance des clastes grossiers des dépôts se fait généralement sur le terrain, en comptant entre 20 et 40 clastes pour chaque fraction granulométrique $> -4 \phi$ sur des surfaces d'affleurement de dimensions connues (*Boudon et al., 1993 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*). Cette méthode présente cependant les mêmes biais de conversion 2D-3D que ceux évoqués précédemment pour la granulométrie et nécessite de connaître les densités spécifiques de chaque famille de constituants afin de convertir les données volumiques en masse. Les difficultés importantes dans la quantification de la composition lithologique des dépôts

d'écoulements pyroclastiques font que la plupart des études ne donnent que des valeurs qualitatives des proportions de constituants, considèrent les dépôts comme homogènes (ex : *Sarocchi et al., 2011*) ou ne détaillent et ne discutent pas la méthode employée (ex : *Charland et Lajoie, 1989 ; Calder et al., 2000 ; Alvarado et Soto, 2002 ; Hall et al., 2013*).

1.2.C. Pouvoir érosif des écoulements pyroclastiques

1.2.C.a Mise en évidence de l'érosion

Le terme « érosion » désigne dans ce manuscrit le phénomène d'arrachement de matériel appartenant au substrat lors du passage de l'écoulement. Ce matériel est intégré à l'écoulement par « entrainement » lorsqu'il ne modifie pas sa composition globale (ce qui est par exemple le cas pour les avalanches de neige) et par « incorporation » (ou « bulking » en anglais) lorsqu'il augmente la fraction de solide de l'écoulement, ce qui est le cas pour les écoulements pyroclastiques (*Iverson, 2012*). Les écoulements pyroclastiques ont été reconnus comme érosifs dans de nombreux contextes et sur de nombreux volcans autour du globe, tels que l'Asama au Japon (*Aramaki, 1956*), le Barcena au Mexique (*Ficher, 1977*), le Mont St Helens aux USA (*Rowley et al., 1981 ; Kieffer and Sturtevant, 1988 ; Brand et al., 2014*), l'Ata au Japon (*Suzuki-Kamata, 1998*), la Montagne Pelée en Martinique (*Bourdier et al., 1989*), le Colima au Mexique (*Rodríguez-Elizarrarás et al., 1991 ; Saucedo et al., 2004*), le Merapi en Indonésie (*Boudon et al., 1993 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*), le Lascar au Chili (*Sparks et al., 1997 ; Calder et al., 2000*), la Soufrière Hills à Montserrat (*Cole et al., 1998*), l'Arenal au Costa-Rica (*Alvarado et Soto, 2002 ; Cole et al., 2005*) ou encore le Ngauruhoe en Nouvelle-Zélande (*Lube et al., 2007*).

Or, la plupart de ces études se concentrent sur la description des structures érosives attribuées aux écoulements pyroclastiques, tels que le creusement de chenaux, de vasques, ou de sillons sur leur passage (Fig. 1.11) et très peu d'entre elles quantifient l'origine, et les proportions de matériel érodé et incorporé aux écoulements (*Pollock, 2013*). Des données naturelles de ce type sont pourtant d'une grande importance pour la validation des expériences analogiques d'érosion du substrat menées en laboratoire (ex : *Hungr et Evans, 2004 ; Crosta et al., 2009 ; Mangeney et al., 2010 ; Rowley et al., 2011 ; Estep et Dufek, 2012 ; Roche et al., 2013a ; Farin et al., 2014*), ainsi que pour la formulation mathématique du phénomène nécessaire au développement de modèles numériques (ex : *Hungr et Evans, 2004 ; Iverson, 2012 ; McCoy et al., 2012 ; voir section 1.3*). Le manque d'affleurements adéquats et la difficulté à reconnaître de manière satisfaisante la nature des clastes (et donc leur origine) sont les principaux freins à l'étude et à la caractérisation de l'érosion induite par les écoulements pyroclastiques.

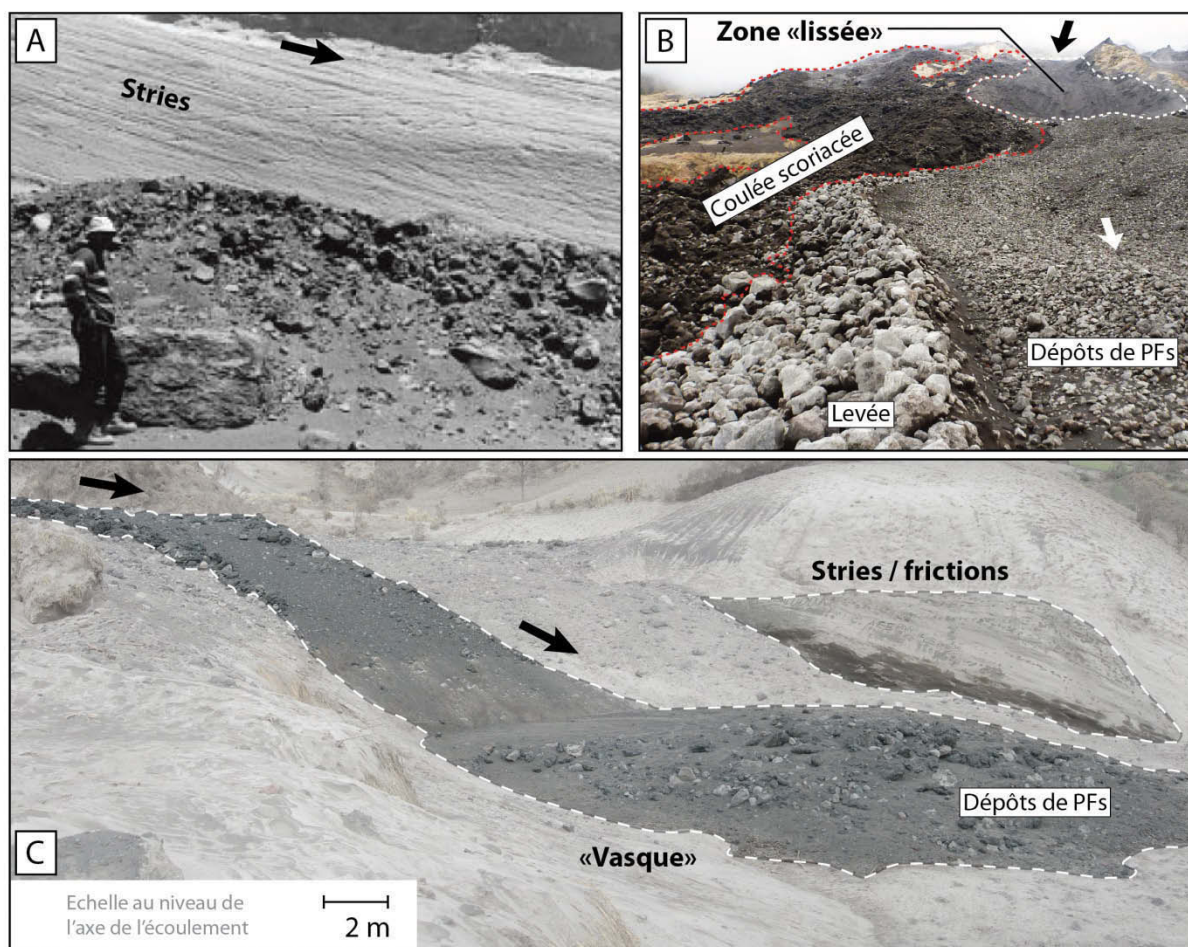


Fig. 1.11 : Evidences de terrain de l'érosion du substrat par des écoulements pyroclastiques (PFs). **(A)** Marques d'abrasion dans les chenaux des PFs cendreux de l'éruption de 1993 du Lascar (Chili ; Sparks et al., 1997). **(B)** Erosion du dos scoriacé de la coulée de lave de 2006 du Tungurahua (en foncé sur la photo) par les PFs de février 2012 (en gris clair), entraînant la formation d'une zone lisse là où la pente est importante. **(C)** Creusement d'une « vasque » par les PFs d'août 2006 du Tungurahua au niveau d'une brusque variation de la topographie de la vallée et évidence de friction/abrasion sur les parois (Photo J.-L. Le Penneç).

1.2.C.b Intérêt d'étudier ce phénomène

Une meilleure connaissance de la quantité de matériel incorporé aux écoulements pendant leur mise en place permet d'affiner les bilans de matière, que ce soit à l'échelle de l'éruption ou à celle de l'édifice dans sa globalité, et qui sont des données cruciales vers une meilleure compréhension de la répartition de la masse entre les différents types de produits au cours d'une éruption (voir section 1.1.B).

Des études analogiques récentes suggèrent de plus que les écoulements granulaires se mettant en place sur un substrat érodable peuvent gagner jusqu'à 40 - 50 % de distance de parcours par rapport aux mêmes écoulements sur des substrats fixes (Mangeney et al., 2007 ; 2010 ; Iverson et al., 2011 ; Farin et al., 2014), ce qui a des répercussions très importantes en terme d'aléas dans le cas

des écoulements pyroclastiques (ex : *Saucedo et al., 2004*). Ces expériences reposent cependant sur de nombreuses hypothèses et simplifications, telles que l'utilisation de matériel synthétique, de chenaux possédant une pente constante proche de l'angle de repos du matériel affouillable, et passent par des étapes de dimensionnement qui limitent leur extrapolation à des cas naturels (*Sulpizio et Dellino, 2008*).

Ainsi, en dépit des nombreuses avancées récentes dans notre compréhension des écoulements pyroclastiques, l'érosion et son influence sur la mobilité des écoulements restent encore largement méconnus (*Pollock, 2013*). Il est donc important de mettre en évidence les caractéristiques principales de l'érosion dans le cas d'écoulements naturels (intensité, localisation, etc) afin 1) de fournir des données pouvant être comparées aux modèles (analogiques et numériques) et 2) mieux comprendre l'impact de l'érosion sur la dynamique des écoulements pyroclastiques et donc sur le risque associé.

1.3. La modélisation numérique, un outil adapté à la définition des menaces

1.3.A. Buts et principes des modèles

Un modèle est une mise en équation simplifiée de la physique d'un système afin de capturer l'essentiel des processus qui contrôlent son comportement. Les écoulements pyroclastiques étant extrêmement complexes, tous les modèles actuels sont des simplifications à des degrés divers de ces phénomènes (*Roche et al., 2013b*). Tous les modèles possèdent ainsi intrinsèquement une incertitude. Historiquement, deux approches différentes et complémentaires ont été appliquées à l'étude des écoulements pyroclastiques : les modèles analogiques et les modèles numériques.

Les modèles analogiques reposent sur des expériences en laboratoire (ou à plus grande échelle) d'écoulements de matériaux granulaires dimensionnés mimant les écoulements pyroclastiques (ex : *Gladstone et al., 1998 ; Douady et al., 2002 ; Choux et al., 2004 ; GDR Midi, 2004 ; Dellino et al., 2007 ; Mangeney et al., 2007b ; Roche et al., 2008 ; 2010 ; Forterre et Pouliquen, 2008 ; Iverson et al., 2011 ; Lube et al., 2011 ; Farin et al., 2014 ; Chédeville et Roche, 2014*). Les observations et les mesures effectuées pendant ces expériences permettent de formuler des lois empiriques qui relient entre eux les différents paramètres expérimentaux testés. La répétition des expériences permet de créer le cadre mathématique du modèle, et de cerner le comportement global des écoulements granulaires modélisés. Cette approche présente cependant des limites, notamment liées à l'utilisation de matériel synthétique et à l'étape obligatoire de dimensionnement des grandeurs physiques (*Sulpizio et Dellino, 2008*).

La modélisation numérique, sur laquelle s'est concentrée cette thèse, repose sur la résolution des équations physiques qui contrôlent les phénomènes naturels *via* des programmes informatiques. Cette méthode, qui s'affranchit des biais évoqués plus haut, a prouvé sa capacité à reproduire de manière satisfaisante des écoulements pyroclastiques naturels (*Kelfoun et al. 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*) et a permis de grandes avancées dans la compréhension des mécanismes de mise en place des écoulements pyroclastiques et de l'aléa qu'ils représentent (ex : *Sparks et al., 1978 ; Valentine et al., 1989b ; Valentine et Wohletz, 1989a et b ; Giordano et Dobran, 1994 ; Bursik et Woods, 1996 ; Neri et al., 2003 ; Delinger et Iverson, 2004 ; Patra et al., 2005 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Esposti Ongaro et al., 2002 ; 2007 ; Kelfoun, 2011 ; Oramas-Dorta et al., 2012*).

La principale limite de l'approche numérique réside dans notre relativement faible connaissance de la forte complexité de la physique des écoulements pyroclastiques (*Roche et al., 2013b*), ce qui explique que les modèles actuels ne permettent que de saisir le comportement au premier ordre (i.e. macroscopique) de ces phénomènes. Les équations qui gouvernent les modèles numériques utilisés actuellement sont ainsi 1) dérivées d'équations physiques de base 2) déduites grâce à des expériences analogiques ou 3) formulées grâce à des hypothèses. L'approche numérique permet alors de tester ces équations sur des topographies et avec des grandeurs physiques et volcanologiques (volumes, densités, temps d'alimentation, etc) réalistes, afin d'évaluer la justesse des modèles et des hypothèses. Cette étape d'évaluation, qui consiste à comparer les résultats numériques obtenus avec les données de terrain, est cruciale car elle seule permet de juger de la qualité du modèle utilisé et de pointer ses limites (ex : *Crosta et al., 2009 ; Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). Les modèles numériques d'écoulements pyroclastiques ont été développés en parallèle des avancées réalisées dans le domaine des moyens de calculs et ont d'abord été adaptés à différents scénarios éruptifs, comme par exemple des effondrements de colonne éruptive (ex : *Sparks et al., 1978, Valentine et Wohletz, 1989a ; Giordano et Dobran, 1994 ; Doyle et al., 2008*) ou de dôme (ex : *Wadge et al., 1998 ; Takahashi et Tsujimoto, 2000*). L'étude des relations entre les écoulements et les déferlantes pyroclastiques, ainsi que les processus de dépôts associés ont aussi été investigués numériquement (ex : *Dartevelle et al., 2004 ; Doyle et al., 2011b ; Kelfoun et al., 2014*). Devenant de plus en plus complexes au fil du temps les modèles ont pris en compte des écoulements multi particules (*Burgisser et Bergantz, 2002 ; Neri et al., 2003*) et intègrent maintenant des interfaces graphiques faciles d'utilisation (ex : *Kelfoun et Druitt, 2005 ; Patra et al., 2005*).

1.3.B. Connaissances actuelles et limites

1.3.B.a Méthodes de modélisation

Le principe de base de la méthode de modélisation numérique utilisée ici est de résoudre les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement qui gouvernent les écoulements pyroclastiques, dans le temps et dans l'espace (*Huppert and Simpson, 1980 ; Roche et al., 2013b*). Différentes versions de ces équations de conservation existent, en fonction des phénomènes que l'on prend en compte lors de leur écriture. Par exemple, la masse présente dans un écoulement pyroclastique considéré comme dense (c'est-à-dire où le transfert de masse se fait principalement par la fraction solide de l'écoulement et où les gaz sont négligés) dépend de la quantité initiale de produits (juvéniles), de la quantité de matière incorporée au cours de la mise en place (non-juvéniles) et de la masse perdue par le système (dépôt). Afin de prendre en compte les phénomènes d'érosion et de sédimentation, il est donc nécessaire d'ajouter des termes autorisant l'échange de masse entre le système modélisé et le milieu extérieur dans les équations de conservation de la masse (*Roche et al., 2013b*). La quantité de mouvement présente dans un écoulement pyroclastique dépend des contraintes qui agissent sur celui-ci, et qui vont avoir tendance à ajouter (e.g. accélération) ou dissiper (e.g. frictions) de la quantité de mouvement. Or, l'expression de ces contraintes dépend, comme nous le verrons par la suite, de la physique et de la rhéologie des écoulements (*voir 1.3.B.b*). Une fois les équations de conservation écrites, le système est fermé en ajoutant des conditions initiales et aux limites, puis en définissant les équations constitutives du modèle, qui gouvernent les relations entre les différentes grandeurs physiques apparaissant dans les équations de conservations.

Les systèmes d'équations ainsi formés sont très complexes et sont impossibles à résoudre de manière analytique, sauf à trop simplifier le système, ce qui rend l'outil numérique indispensable (*Kelfoun, 1999*). Différents modèles numériques, représentant différentes méthodes de résolution des équations ont été proposés au cours du temps dans la littérature (Fig. 1.12, *Roche et al., 2013b*).

Les modèles cinétiques (Fig. 1.12 ; ex : *Kover, 1995 ; Saucedo et al., 2005*) rendent compte de la position du front des écoulements au cours du temps. Bien que rapides et pouvant être utilisés en première approximation, ces modèles ne prennent cependant pas en compte l'épaisseur des écoulements et restent ainsi trop simplistes.

La méthode des éléments discrets (Fig. 1.12) se propose de modéliser les écoulements à l'échelle des particules en s'intéressant aux relations physiques qui gouvernent leurs interactions (*Mitani et al., 2004*). La méthode SPH (pour « Smoothed Particle Hydrodynamics »), initialement développée pour la simulation numérique de l'expansion de nuages de gaz stellaires (*Gingold et Monaghan, 1977 ;*

Lucy, 1977), est en plein développement à l'heure actuelle. Elle consiste à modéliser un fluide divisé en éléments discrets (appelés « particules »), à suivre ces particules le long de leur trajectoire, et à obtenir des solutions numériques lissées des paramètres physiques au niveau de chaque particule, en fonction de son rayon. Cette méthode de modélisation prometteuse commence à être appliquée aux géosciences, comme par exemple à la modélisation de coulées de laves (Héroult *et al.*, 2011) ou de glissements de terrains (Hungar et Mc Dougall, 2009 ; Huang et Dai, 2014). Les meilleurs logiciels de modélisation SPH, comme par exemple SPH-Flow (Oger *et al.*, 2006) ou FLUIDS (Hoetzlein, 2014) ne peuvent cependant suivre que 10^6 particules au maximum (pour des raisons de limite technique des moyens de calculs et/ou des temps de calculs trop longs), ce qui est encore insuffisant pour que cette approche puisse être appliquée à la modélisation d'écoulements pyroclastiques. Les interactions physiques complexes entre les particules d'un écoulement pyroclastique sont de plus peu connues.

La méthode multi-phase (Fig. 1.12) se propose de traiter séparément les différentes phases contenues dans les PDCs, notamment les particules solides et le gaz, afin de mettre en évidence des comportements complexes des écoulements, tels que des stratifications de densité ou des transitions progressives entre des parties denses et diluées (Wohletz *et al.*, 1984 ; Valentine *et al.*, 1991 ; Giordano et Dobran, 1994 ; Neri and Dobran, 1994 ; Neri *et al.*, 2003 ; 2007 ; Darteville *et al.*, 2004 ; Esposti Ongaro *et al.*, 2007). Les relations complexes et encore largement méconnues qui gouvernent les interactions entre les phases, ainsi que les temps de calculs très longs et le besoin de machines performantes sont les principales limites actuelles de cette méthode (Roche *et al.*, 2013b).

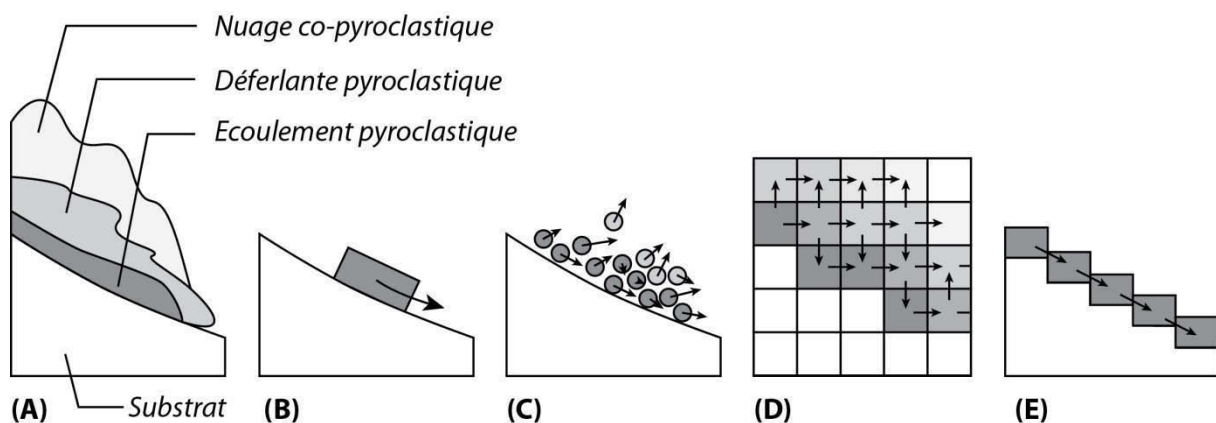


Fig. 1.12 : Illustration des principales méthodes numériques de modélisation des écoulements pyroclastiques discutées dans le texte. (A) Schéma simplifié d'un courant de densité naturel, (B) modélisation cinétique, (C) modélisation des éléments discrets, (D) modélisation multi-phase, (E) modélisation moyennée dans l'épaisseur. Modifié d'après Roche *et al.* (2013b).

La modélisation des écoulements moyennés dans leur épaisseur (Fig. 1.12), qui repose sur la méthode des éléments finis, est l'outil utilisé dans la grande majorité des modèles numériques

appliqués aujourd'hui au domaine des écoulements granulaires (ex : *Savage and Hutter, 1989 ; Iverson, 1997 ; Iverson and Denlinger, 2001 ; Heinrich et al., 2001 ; Denlinger and Iverson, 2004 ; Pitman et al., 2003 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Le Friant et al., 2006 ; Mangeney et al., 2007a*) et notamment aux écoulements pyroclastiques (ex : *Patra et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Murcia et al., 2010 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). La méthode des éléments finis consiste à discrétiser l'espace de calcul en cellules 2D ou 3D de géométries variées, reliées entre elles par leurs angles, appelés « nœuds » (*Kelfoun, 1999 ; Toro, 2001*). Les équations de conservation sont résolues au niveau de ces cellules et le temps de calcul est corrélé à la résolution du maillage de l'espace de calcul (*Kelfoun, 1999*). Seul le comportement macroscopique des écoulements est modélisé.

Les équations hydrodynamiques moyennées dans l'épaisseur (ou équations de Saint-Venant) utilisées ici ont été introduites dans le domaine des écoulements granulaires par *Savage et Hutter (1989)* et reposent sur plusieurs hypothèses. Le milieu doit être continu, incompressible, et la longueur de l'écoulement doit être grande par rapport à son épaisseur. Ces hypothèses sont raisonnables dans le cas des écoulements pyroclastiques car 1) les grains sont en contact quasi-permanent les uns avec les autres dans un arrangement compact, ce qui implique que le milieu est proche de l'incompressibilité (*Pouliquen et Forterre, 2002*) et 2) les longueurs des écoulements (> km) sont grandes par rapport à leurs épaisseurs (\approx m). Certains termes des équations locales de conservation de la masse et du mouvement peuvent alors être négligées et ces équations simplifiées et ne dépendent alors plus que de l'épaisseur h de l'écoulement (*Savage et Hutter, 1989 ; Pouliquen et Forterre, 2002*). L'avantage évident de cette méthode, que nous développerons dans le troisième chapitre de ce mémoire, est qu'il n'est ainsi pas nécessaire de connaître en détail la structure interne de l'écoulement (gradient de concentration, de vitesse, etc) pour pouvoir prédire son évolution au premier ordre (*Pouliquen et Forterre, 2002*). Les grandeurs physiques caractéristiques de l'écoulement étant moyennées sur toute son épaisseur (c.à.d. entre la base de l'écoulement et sa surface libre), sa dynamique générale est alors simplement modélisée via une contrainte basale. Or, l'expression de cette contrainte dépend de la rhéologie globale de l'écoulement, qui est une question encore largement débattue à l'heure actuelle (ex : *Itoh et al., 2000 ; Patra et al., 2005 ; Mangeney et al., 2007a ; Capra et al., 2008 ; Murcia et al., 2010 ; Kelfoun, 2011*).

1.3.B.b Rhéologies des écoulements pyroclastiques

Les écoulements pyroclastiques sont des phénomènes extrêmement complexes, dont la rhéologie reste encore largement méconnue à l'heure actuelle (*Pouliquen et Forterre, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Kelfoun, 2011 ; Andreotti et al., 2012 ; Roche et al., 2013b*). Le comportement

macroscopique des écoulements permet cependant de dégager deux propriétés communes à toutes les rhéologies utilisées : 1) un seuil d'écoulement (qui détermine le moment où le matériel granulaire se met en mouvement) et 2) une fois en mouvement, les contraintes de l'écoulement dépendent du taux de cisaillement (*Andreotti et al., 2012*). Les différentes équations rhéologiques proposées (ex : voir la synthèse de *Kelfoun, 2011*) traduisent ainsi différentes conceptions des conditions de mise en mouvement du matériel et de l'expression de son cisaillement. Le choix de la rhéologie est cependant crucial pour la modélisation numérique d'écoulements pyroclastiques, notamment dans l'optique de la définition des aléas, car il s'agit du paramètre principal qui gouverne la mise en place des écoulements pyroclastiques et qui contrôle ainsi la répartition des zones impactées (*Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). Parmi les différentes rhéologies proposées pour les écoulements pyroclastiques, trois grandes familles se dégagent :

Le comportement frictionnel (ou Coulomb) s'applique à des écoulements dont la rhéologie macroscopique est dominée par les frottements entre particules, ce qui peut être le cas des écoulements pyroclastiques (ex : *Iverson et Delinger, 2001 ; Iverson et Vallance, 2001*). Cette rhéologie considère que la contrainte à la base d'un écoulement dépend d'un angle de friction basal φ , correspondant à l'angle de repos du matériel granulaire composant l'écoulement (proche de 30° dans notre cas ; *Lube et al., 2007*). Or, cet angle de friction basal doit être largement minoré (entre 5° et 15°) dans les modèles afin que les simulations numériques reproduisent les distances de parcours naturelles des écoulements géophysiques (*Savage et Hutter, 1991 ; Iverson and Denlinger, 2001 ; Crosta et al., 2004 ; Sheridan et al., 2004 ; 2005 ; Patra et al., 2005 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Medina et al., 2008 ; Procter et al., 2010 ; Kelfoun, 2011*), ce qui montre que ces derniers ne sont pas de simples écoulements frictionnels (*Hayashi et Self, 1992*). Différents mécanismes, évoqués dans la *section 1.2.A.d* de ce chapitre, ont été proposés pour expliquer cette diminution de la friction basale observée. Les études récentes basées sur la rhéologie Coulomb utilisent ainsi deux angles différents : un angle de friction interne, qui correspond à l'angle de repos du matériel granulaire, et un angle de friction basal minoré (*Patra et al., 2005 ; Procter et al., 2010*). Un comportement Coulomb dont le frottement est lié à la vitesse donne la loi rhéologique de Voellmy, utilisée dans certaines simulations numériques (*Voellmy, 1955 ; Wadge et al., 1998 ; Sheridan et al., 2005 ; Medina et al., 2008 ; Procter et al., 2010*). D'autres auteurs ont aussi proposé des lois rhéologiques basées sur des études expérimentales, où l'angle de friction basal φ varie de manière empirique au cours de la mise en place de l'écoulement en fonction de sa vitesse et de son épaisseur (*Pouliquen, 1999 ; Heinrich et al., 2001 ; Pouliquen et Forterre, 2002 ; Mangeney et al., 2007a*). La loi frictionnelle globale peut se résumer par l'expression $\tau = \mu(I)P$, qui relie la contrainte tangentielle τ de l'écoulement à sa contrainte normale P (ici sous la forme de la pression) via le terme $\mu(I)$, qui exprime un coefficient de

friction effectif dépendant du *nombre inertiel* sans dimension I (Jop et al., 2006). Ce nombre I regroupe les effets de la taille des grains, de leur masse volumique, du taux de cisaillement et de la pression de confinement (Jordanoff et Khonsari, 2004 ; da Cruz et al., 2005 ; Andreotti et al., 2012), et agit comme un coefficient de friction. Il dépend du taux de cisaillement et de la pression de l'écoulement et son effet peut donc varier au cours de la mise en place. L'expression de $\mu(I)$ n'est cependant pas connue actuellement dans le cas des écoulements pyroclastiques, et ne peut être approchée que par des expériences analogiques ou des modélisation numériques discrètes (Andreotti et al., 2012), ce qui n'est pas le sujet de cette thèse.

Le comportement visqueux relie l'expression de la contrainte basale de l'écoulement à sa viscosité (Iverson et Denlinger, 2001 ; Sousa et Voight, 1995). L'ajout d'un seuil, en dessous duquel l'écoulement reste immobile et au-delà duquel il se comportera comme un fluide visqueux donne la rhéologie de Bingham (Bingham, 1922), qui a beaucoup été utilisée par le passé pour modéliser les écoulements pyroclastiques car elle reproduit bien la morphologie des dépôts en lobes et levées (Voight et al., 1983 ; Palladino et Valentine, 1995 ; Takarada et al., 1999 ; Mangeney et al., 2007 ; Lube et al., 2007).

Le comportement plastique stipule que la contrainte basale de l'écoulement est constante, quelle que soit son épaisseur (Dade et Huppert, 1998 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012). Il s'agit donc d'un comportement de Bingham possédant une viscosité nulle. Même si la base physique de ce comportement est encore mal comprise (Kelfoun, 2011), cette rhéologie a démontré sa capacité à reproduire des caractéristiques marquantes des écoulements naturels, telles que les distances de parcours, les zones affectées ou la morphologie des fronts des dépôts, et mérite donc d'être testée. Des études analogiques récentes suggèrent de plus que la contrainte à la base d'une colonne de matériel granulaire placée dans un tambour en rotation atteint un seuil au-delà duquel elle ne dépend plus de l'épaisseur de matériaux présent dans l'expérience, ce qui est en contradiction avec la loi frictionnelle (Guillard et al., 2013 ; Wortel et al., 2014), et pourrait être une piste pour expliquer la rhéologie plastique. Un terme de vitesse a aussi parfois été couplé au comportement plastique (Kelfoun, 2011).

1.3.C. Prise en compte de l'érosion dans les modèles existants

1.3.C.a Synthèse des travaux disponibles

Le pouvoir érosif des écoulements géophysiques au sens large est reconnu de longue date dans la littérature, aussi bien pour les lahars (ex : Pierson et al., 1990 ; Duncan et al., 1996 ; Scott et al., 2005 ; Doyle, 2011a), les coulées de débris (ex : Egashira et al., 2001 ; Hungr et al., 2005 ; Armanini et al., 2009 ; McCoy et al., 2012), les glissements de terrain (ex : Revellino et al., 2004 ; Chen

et al., 2006 ; Medina et al., 2008 ; Mangeney, 2011), les crues-éclair liées aux ruptures de barrages (Fraccarollo et Capart, 2002 ; Cao et al., 2004 ; Swartenbroekx et al., 2013), et même pour les avalanches de neige (ex : Sovilla et al., 2006). Les PDCs ne font pas exception et peuvent eux aussi se révéler être extrêmement érosifs (ex : Sparks et al., 1997 ; voir 1.2.C). La plupart de la littérature disponible sur la prise en compte de l'érosion dans les modèles numériques porte sur les écoulements riches en eau tels que les coulées de débris ou les lahars. L'érosion y est désignée *via* la variable généralement appelée E , qui représente un taux d'érosion exprimé en fonction des différents paramètres physiques qui contrôlent le modèle. La complexité du phénomène fait que les lois d'érosion ne sont dans tous les cas qu'une vision simplifiée de la réalité.

Dans leur bilan récent et exhaustif de la littérature traitant de modèles physiques d'entraînement, Pirulli et Pastor (2012) notent que deux types de loi d'érosion peuvent être identifiés : 1) les lois dérivées de la description des processus physiques susceptibles de contrôler l'érosion et 2) les lois empiriques, dérivées d'expériences analogiques ou d'observations de terrain. Les limites entre ces deux types d'approche sont cependant floues et les lois d'érosion seront présentées ici en fonction des différents mécanismes invoqués pour le contrôle de l'érosion par les différents auteurs plutôt que selon la démarche suivie. Les paramètres principaux utilisés dans la majorité des lois d'érosion disponibles sont en effet globalement les mêmes et dépendent de la structure de l'écoulement, de la densité et de la taille des particules, ainsi que de la nature, de la pente et de l'état physique du substratum (Pirulli et Pastor, 2012).

Le taux d'érosion E a ainsi été exprimé en fonction 1) d'équilibres entre les angles de la pente et de repos du substrat et de la concentration de l'écoulement (Egashira et al., 2001 ; Takahashi et al., 1987 ; Papa et al., 2004 ; Liu et al., 2013 ; Swartenbroekx et al., 2013), 2) de la balance des forces à la base de l'écoulement (Naaim et al., 2003), notamment la différence entre le cisaillement basal d'un écoulement considéré comme Coulomb et la résistance du substrat (Fraccarollo et Capart, 2002 ; Medina et al., 2008 ; Rosatti et al., 2008 ; Zech et al., 2008) parfois avec un seuil de mise en mouvement (Pitman et al., 2003), 3) du nombre de Shields (rapport adimensionnel des contraintes stabilisantes sur les contraintes déstabilisantes, Fagherzzi et Sun, 2003 ; Cao et al., 2004), 4) de la pression dans les pores du lit érodable (Quan Luna et al., 2012 ; Roche et al., 2013a), ou 5) d'un ensemble complexe de différents paramètres physiques (Sovilla et al., 2006 ; Bouchut et al., 2008 ; Murillo et Garcia-Navarro, 2010 ; Iverson, 2012). Certains auteurs ont aussi proposé des taux d'érosion linéairement proportionnels à l'épaisseur de l'écoulement (Tai et Kuo, 2008), ou à sa vitesse au-dessus d'un seuil de contraintes (Brivois et al., 2007 ; Lê et Pitman, 2009, ajusté par des paramètres expérimentaux). Un algorithme d'entraînement des matériaux basé sur l'hypothèse de

croissance exponentielle de volume de l'écoulement avec le déplacement a aussi été proposé (Mc Dougall et Hungr, 2005).

1.3.C.b Limite des modèles

Après avoir fait une synthèse exhaustive des différents modèles numériques d'érosion disponibles dans la littérature, Pirulli et Pastor (2012) concluent que la formule du taux d'accroissement de volume de l'écoulement avec la distance de parcours de Mc Dougall et Hungr (2005) représente la meilleure combinaison entre simplicité et précision. La plupart des expressions de E sont en effet ajustées par des coefficients empiriques issus d'expériences analogiques propres aux phénomènes étudiés, ou sont obtenues à l'aide de combinaisons complexes de différents paramètres peu connus dans les cas naturels, et ne sont pas aisément transposables à d'autres études (ex : Gray, 2001 ; Fagherzzi et Sun, 2003 ; Cao et al., 2004 ; Sovilla et al., 2006 ; Bouchut et al., 2008 ; Iverson, 2012 ; Liu et al., 2013). Iverson et Delinger (2001) introduisent par exemple un paramètre λ de pression de pore qui fluctue entre 0 (écoulement sec) et 1 (écoulement saturé en eau), qui contrôle entièrement l'érosion (Medina et al., 2008 ; Iverson, 2012). D'autres études font intervenir des notions de concentrations en particules (ex : Takahashi et al., 2000 ; Egashira et al., 2001), qui sont adaptés à la thématique des coulées de débris mais peu transposable aux cas des écoulements pyroclastiques. Des taux d'érosion E simplement basés sur la balance des forces externes agissant sur un lit érodable soumis au passage d'un écoulement permettent de réduire le nombre de paramètres peu connus, mais les travaux disponibles dans la littérature attribuent automatiquement une rhéologie Coulomb à l'écoulement (ex : Fraccarollo et Capart, 2002 ; Medina et al., 2008). Or, de nombreuses autres rhéologies sont susceptibles de gouverner le comportement macroscopique des écoulements pyroclastiques et méritent d'être prises en compte (voir 1.3.B.b).

Il apparaît ainsi que la littérature manque de formulation mathématique rigoureuse du taux d'érosion E , notamment dans le cas des écoulements pyroclastiques (Lê et Pitman, 2009 ; Quan Luna et al., 2012).

1.3.D. Application des modèles numériques à la définition des aléas

Le but des modèles numériques est de reproduire le comportement macroscopique des écoulements pyroclastiques sur des topographies naturelles en fonction des conditions à la source (volume, origine et type d'alimentation, etc.), de manière à prédire les zones impactées par les écoulements dans différents scénarii éruptifs. Les modèles numériques représentent ainsi un puissant outil dans la définition de l'aléa et l'établissement des cartes de menaces. Ils font ainsi partie intégrante du processus complexe aboutissant à la mise en place d'un plan de gestion des risques complet (ex : Spence et al., 2005 ; Neri et al., 2008). La connaissance limitée de la physique

des écoulements et les simplifications intrinsèques aux modèles nécessitent cependant de prendre des précautions quant à l'interprétation des résultats. L'utilisation couplée des modèles avec les travaux de « terrain » qui permettent de connaître l'histoire du volcan et les caractéristiques de son activité (ex : *Hall et al., 1999 ; Gurioli et al., 2010*) s'avère être un moyen efficace de déterminer les zones menacées en cas de nouvelle éruption. L'effet visuel des simulations numériques permet aussi de mieux faire appréhender et/ou comprendre la menace aux populations locales et est apprécié des décideurs (*Kelfoun, 2012*).

De nombreuses études ont ainsi utilisé des modèles numériques à des fins de définition de l'aléa, comme par exemple au Vésuve (Italie, *Dobran et al., 1994 ; Todesco et al., 2002 ; Esposti Ongaro et al., 2002*), au Merapi (Indonésie, *Itoh et al., 2000 ; Charbonnier et Gertisser, 2012 ; Charbonnier et al., 2013*), au Citlaltépetl (Mexique, *Sheridan et al., 2004*), à El Chichón (Mexique, *Macías et al., 2008*), au Tungurahua (Équateur, *Kelfoun et al., 2009*), au Cerro Machín (Colombie, *Murcia et al., 2010*), au Taranaki (Nouvelle-Zélande, *Procter et al., 2010*), au Colima (Mexique, *Sulpizio et al., 2010*) ou à l'Arenal (Costa-Rica, *Oramas-Dorta et al., 2012*). Les modèles ont aussi servi de base à l'estimation de la vulnérabilité du bâti (*Spence et al., 2004*) et ont même été utilisés à des fins pédagogiques (*Todesco et al., 2006*). Le développement de capacités de traitement numérique de plus en plus performantes permet d'envisager d'utiliser l'outil numérique pour évaluer les risques et/ou tester différents scénarii d'éruption en quasi-temps réel dans un contexte de crise volcanique (*Roche et al., 2013b*).

1.4. Cadre de l'étude

Les recherches menées au cours de cette thèse ont pour but d'améliorer la définition de la menace associée aux écoulements pyroclastiques, en ajoutant aux modèles numériques existants la capacité de prendre en compte les processus d'érosion, comme nous allons le détailler dans la section suivante. Ce travail de thèse est intégré au programme de recherche de l'équipe de volcanologie du LMV et plus particulièrement au *Laboratoire Mixte International* « Séismes et Volcans dans les Andes du Nord », outil de partenariat de l'IRD créé en 2012 qui est implanté à l'Institut de Géophysique de l'École Polytechnique Nationale (IG-EPN) de Quito. Ce laboratoire a pour but de promouvoir la connaissance scientifique des processus sismiques et volcaniques, ainsi que l'évaluation des aléas associés, à travers une collaboration étroite entre les équipes de recherche équatoriennes et françaises. Cette thèse, qui a bénéficié du soutien financier du LMI pour les missions de terrain, fait donc partie d'un ensemble global pluridisciplinaire qui vise à mieux déterminer le degré d'exposition aux risques des populations andines particulièrement vulnérables, typiquement comme celles vivant au pied du volcan Tungurahua.

1.5. Objectifs de la thèse et démarche

Les objectifs des travaux de recherche présentés ici sont triples. Ils visent 1) à déterminer des budgets de matière précis des différents matériaux juvéniles et non-juvéniles contenus dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques, puis à replacer ces bilans dans le contexte global d'une éruption volcanique de magnitude intermédiaire (VEI 3-4) 2) à explorer la dynamique de mise en place de ces écoulements, en se focalisant sur des mécanismes peu connus actuellement contrôlant leur remarquable mobilité (qui est la caractéristique la plus dangereuse de cet aléa) et 3) à quantifier l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques, et donc sur l'aléa associé.

- 1) Le premier objectif de cette thèse est de calculer les bilans de matière à haute résolution des dépôts d'écoulements pyroclastiques, en se concentrant sur l'impact de l'incorporation de matériaux non-juvéniles par érosion au cours de leur mise en place, et ce depuis l'échelle de l'unité stratigraphique jusqu'à celle de l'ensemble des dépôts de l'éruption. Ces derniers, formés par sédimentation des écoulements ont enregistré l'ensemble des processus que l'on cherche à quantifier. L'analyse texturale « terrain » des produits nous semble donc être une approche adaptée pour atteindre ce premier objectif. Nous avons donc choisi de développer une méthode d'étude intégrée permettant de déterminer pour la première fois les distributions granulométriques et les compositions lithologiques des clastes sur l'ensemble de leur gamme granulométrique. Cette étude texturale haute résolution couplée à des calculs de volume précis des dépôts permettra en effet de déterminer les quantités en masse de chacun des différents constituants juvéniles et non-juvéniles présents dans les dépôts. Ces budgets de matière seront comparés aux autres types de produits émis au cours de l'éruption afin d'avoir une vision globale de la répartition des masses au cours d'une éruption de taille intermédiaire. La méthode développée ici se doit, de plus, d'être transposable à d'autres types de dépôts sur d'autres édifices.
- 2) Le second objectif est d'identifier les mécanismes d'érosion, de fragmentation/abrasion et de ségrégation qui se produisent au cours de la mise en place des écoulements pyroclastiques de volume modeste, afin de mieux cerner leur comportement global. Nous avons donc choisi de compléter l'étude texturale haute résolution évoquée plus haut par des mesures de densité et de morphologie des particules, de manière à avoir une vision plus complète et détaillée de l'ensemble de la texture des dépôts. Un échantillonnage radial des produits (c'est-à-dire depuis le sommet de l'édifice vers sa base), nécessaire pour mettre en évidence les mécanismes généraux de transport dépendant de la distance (*Taddeucci et Palladino, 2002*), permettra d'atteindre le second objectif de cette thèse. Une attention particulière sera portée sur la

caractérisation de l'érosion provoquée par les écoulements au cours de leur mise en place, qui est très peu abordée de manière quantitative dans les études précédentes (*Pollock, 2013*).

- 3) Le troisième objectif est de relier la compréhension des processus volcaniques à l'analyse et à la définition des aléas en explorant le comportement des écoulements pyroclastiques érosifs d'un point de vue numérique, et en testant la capacité de ces derniers à reproduire le patron d'érosion naturel mis en évidence précédemment, sans a priori sur leur rhéologie comme c'était le cas jusqu'à présent (ex : *Lê et Pitman, 2009 ; Iverson, 2012*). Cette démarche a été retenue ici car les modèles numériques permettent de déterminer la modification de comportement des écoulements en réaction à l'incorporation de matière par érosion, et ce sur des topographies naturelles. L'absence de consensus sur la formulation d'une loi d'érosion applicable aux écoulements pyroclastiques nous incitera à développer par la suite des équations d'érosion simples, capables de reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements mis en évidence précédemment. Ces équations devront être compatibles avec différentes rhéologies, afin de pouvoir tester aussi objectivement que possible plusieurs modèles numériques d'écoulements érosifs. Cette méthode permettra ainsi à la fois d'améliorer notre compréhension des mécanismes d'érosion, et d'estimer leurs effets sur la dynamique des écoulements pyroclastiques (et donc sur l'aléa associé). La démarche mise en place sera évaluée par des comparaisons systématiques entre les résultats numériques et les données de terrain.

L'ensemble des travaux de recherche présentés ici porteront sur la description des écoulements pyroclastiques associés au paroxysme d'août 2006 du volcan Tungurahua (Équateur), qui présentaient des conditions très favorables pour apporter des réponses aux objectifs fixés précédemment. Leurs dépôts offraient en effet une exposition optimale (notamment au travers de spectaculaires coupes stratigraphiques), et les constituants étaient caractérisés par des différences texturales nettes, ce qui offrait une occasion exceptionnelle pour quantifier avec précision la composition lithologique totale des dépôts. Les bilans de matière disponibles dans la littérature pour les différents types de produits émis en dehors des écoulements pyroclastiques (*Eychenne et Le Pennec, 2012 ; Eychenne et al., 2012 ; 2013 ; Douillet et al., 2013a ; Hall et al., 2013*) pourront être utilisés pour calculer un bilan global à haute résolution des budgets de matière dans le cas d'une éruption de taille intermédiaire (VEI 3-4, *Fee et al. 2010, Eychenne et al., 2012 ; 2013 ; Hall et al., 2013*), afin de mieux caractériser les types de menace associés à ces événements fréquents. Enfin, la mise en place des écoulements (alimentation, vitesse, distance de parcours) a été observée et mesurée avec précision, ce qui permettait d'avoir de bonnes contraintes pour les modèles numériques.

Cette thèse se base donc à la fois sur la description et l'analyse quantitative des dépôts, ainsi que sur la modélisation numérique des écoulements pyroclastiques émis au cours du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua. Pour cette raison, ce mémoire est structuré en deux parties principales, la première étant orientée « analyses texturales et budget de matière » et la seconde « modélisation numérique ». Ces deux parties principales forment les chapitres 2 et 3 de ce mémoire, et regroupent :

- La description des méthodes d'analyse texturale intégrée des dépôts et de calcul des bilans de matière développées dans cette thèse pour déterminer 1) l'impact de l'érosion sur les budgets de matière, 2) la répartition des masses lors d'une éruption d'intensité moyenne, et 3) des mécanismes complexes de mise en place des écoulements pyroclastiques et leur implication sur la dynamique de ces phénomènes (*Chapitre 2*).
- La conceptualisation de modèles numériques d'écoulements pyroclastiques érosifs et l'évaluation de leur capacité à reproduire les caractéristiques des cas naturels étudiés précédemment. Cette approche permet de tester l'effet de la rhéologie sur la capacité érosive et le mode de mise en place des écoulements, de proposer des mécanismes d'érosion, et d'évaluer les conséquences de l'érosion sur l'aléa associé aux écoulements pyroclastiques (*Chapitre 3*).

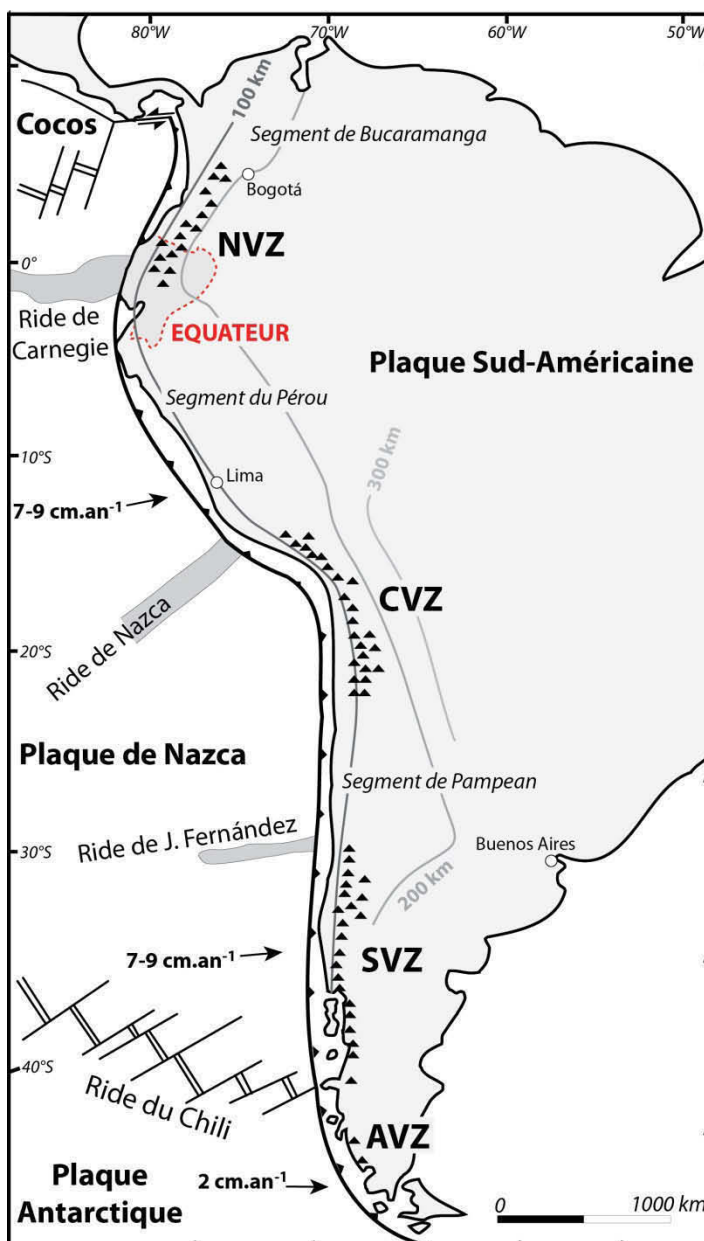
1.6. Le Tungurahua (Équateur) comme cas d'étude

1.6.A. Géodynamique régionale

1.6.A.a Vue d'ensemble de la géodynamique Sud-américaine

La Cordillère des Andes est l'une des chaînes de montagnes émergées la plus imposante au monde, et forme une des caractéristiques géologiques majeures du continent Sud-américain. Elle culmine à 6962 m (à l'Aconcagua, en Argentine) et mesure plus de 7500 km de long, pour 80 km (Sud du Chili) à près de 600 km (Bolivie) de large (Fig. 1.13).

Fig. 1.13 : Contexte géodynamique de la marge active Sud-américaine et localisation de l'Équateur (en pointillés). Les zones où le volcanisme andin est au Quaternaire (NVZ pour Northern Volcanic Zone, CVZ pour Central Volcanic Zone, SVZ pour Southern Volcanic Zone, et AVZ pour Austral Volcanic Zone) sont séparées entre elles par des segments de subduction « plane », soulignées par des lignes d'iso-profondeur du plan de Benioff très espacées. Ces faibles pendages de la plaque plongeante sont liés à la subduction de rides asismiques pour la NVZ, la CVZ et la SVZ, et par la subduction de la ride active du Chili pour le cas de l'AVZ. Les vitesses moyennes de convergences sont indiquées au niveau des plaques océaniques. Les coordonnées sont en Lat-Long. Figure modifiée d'après Stern (2004).



La période d'orogénèse ayant donné naissance aux Andes s'étend sur les 70 derniers millions d'années (Ma), et a abouti à l'entrée en subduction des plaques océaniques de Nazca et Antarctique sous le continent Sud-américain au début du Paléocène, provoquant la naissance des Andes au cours de plusieurs phases de compression (Fig. 1.13 ; *Coney et Evenchick, 1994; Sempere et al., 1997; Spikings et al., 2001; McQuarrie et al., 2005*). Les rythmes de convergence moyens mesurés aujourd'hui le long de la subduction sont de 6 à 9 cm.an⁻¹ (*Norabuena et al., 1998; Trenkamp et al., 2002*) et donnent lieu à d'importantes déformations crustales, tels que des bombements importants du socle (notamment au Nord du Chili, du Pérou et en Équateur) et des raccourcissements à terre de l'ordre de 1 à 1,5 cm.an⁻¹, accommodés par le jeu de failles chevauchantes et de décrochements (notamment au niveau du bloc Nord-Andin en Équateur ; *Norabuena et al., 1998*). Bien que la géométrie précise de la plaque plongeante reste encore débattue à l'heure actuelle (ex : *O'Driscoll et al., 2012*), des subductions planes (où la croûte océanique descend avec un pendage faible) se produisent en différents points le long des Andes et sont associées à des zones sans volcanisme récent, appelées lacunes (Fig. 1.13 ; *Gutscher et al., 2000; Ramos et al., 2002; Bourdon et al., 2003*). Ces lacunes individualisent trois zones volcaniques principales le long des Andes: la NVZ (Northern Volcanic Zone), la CVZ (Central Volcanic Zone) et SVZ (Southern Volcanic Zone ; Fig. 1.13 ; *Stern, 2004 et références de cet article*).

1.6.A.b *La marge équatorienne et son volcanisme*

Les Andes équatoriennes (situées entre 1°N et 5°S de longitude) font en moyenne 150 km de large et sont divisées sur le plan orographique en deux cordillères distinctes alignées quasiment Nord-Sud et séparées par une vallée inter-andine de 30 à 50 km de large (Fig. 1.14 ; *Hall et al., 2008*). La plaque Nazca plonge sous l'équateur avec une direction Est-Ouest (N85° ; *Guillier et al., 2001; Nocquet et al., 2014*) à un rythme élevé de 5 à 8 cm.an⁻¹ (*Trenkamp et al., 2002; Nocquet et al., 2014*), ce qui se traduit par une activité volcanique et sismique intense (*Hall et al., 2008*). L'une des caractéristiques majeures de la géodynamique équatorienne est l'entrée en subduction depuis <5 à 2 Ma (*Gutscher et al., 1999*) de la ride de Carnegie (localisée entre 0° et 2°S de longitude) sous la marge équatorienne (Fig. 1.14). Cette ride asismique représente la trace du point chaud actuellement sous les Galápagos et son entrée en subduction provoque 1) l'extrusion forcée du bloc Nord-Andin vers le Nord à une vitesse de 0,7 à 1 cm.an⁻¹ (*Bourdon et al., 2003*), accommodée par le jeu de grandes failles inverses et décrochantes, qui traversent tout le pays et se poursuivent en Colombie (Fig. 1.14 ; *Gutscher et al., 1999; Bourdon et al., 2003; Manchuel et al., 2011; Nocquet et al., 2014 et références citées*) et 2) l'existence d'un intense magmatisme calco-alcalin, présent au moins depuis la fin du Pliocène (*Barberi et al., 1998; Hall et al., 2008*), mais qui semble avoir été amplifié par l'entrée en subduction de la ride de Carnegie (*Bourdon et al., 2003; Samaniego et al., 2005*). La plupart des

édifices volcaniques équatoriens actifs et/ou récents se situent en effet directement dans le prolongement supposé de la ride de Carnegie sous la marge active équatorienne (Fig. 1.14 ; Samaniego *et al.*, 2005 ; Robin *et al.*, 2009 ; Martin *et al.*, 2014).

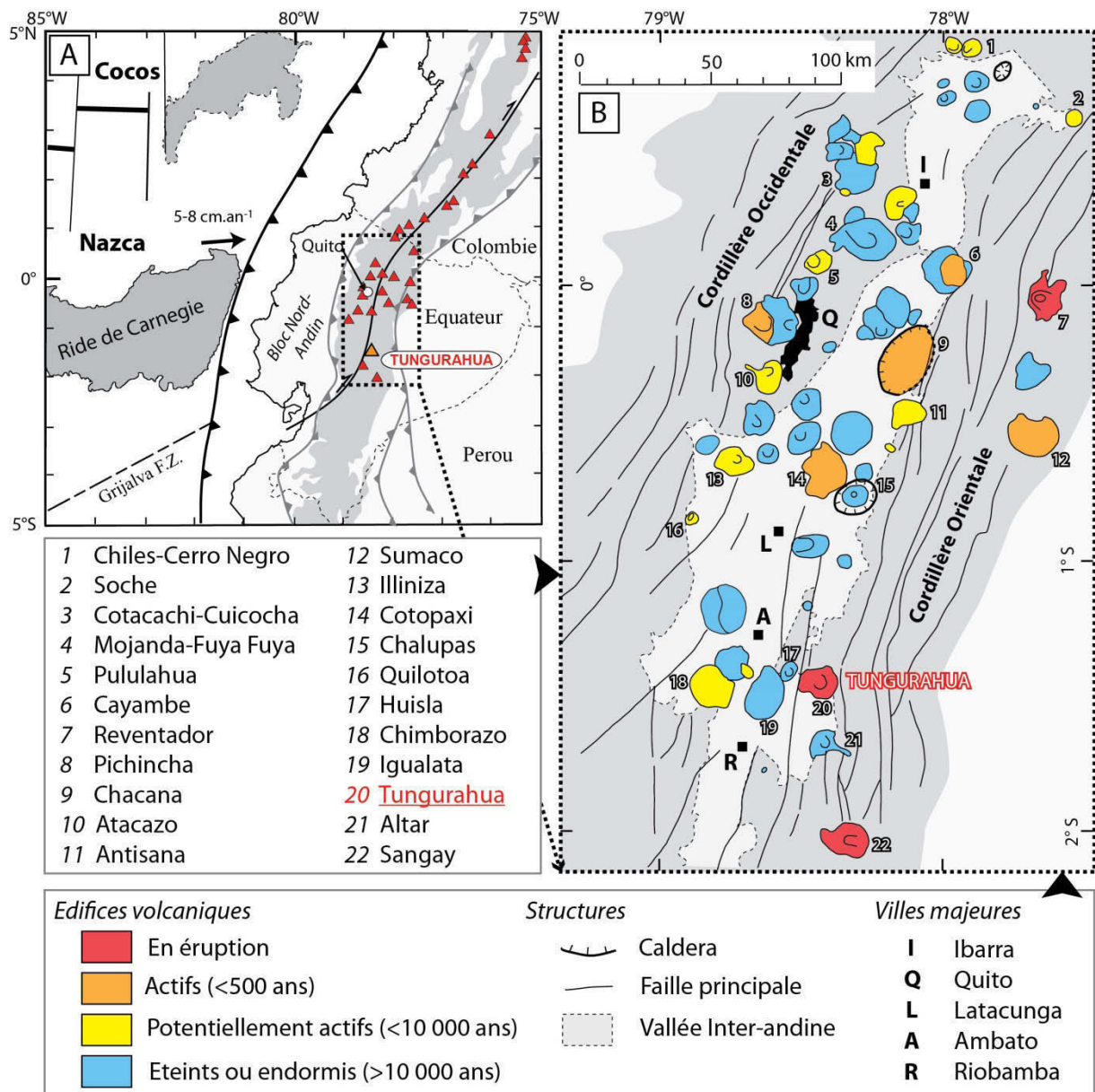


Fig. 1.14 : (A) Contexte géodynamique de la marge active d'Équateur et du Sud de la Colombie. Les principaux centres éruptifs de la région sont indiqués par des triangles. La zone grisée sur le continent indique les reliefs andins supérieurs à 2000 m d'altitude. Le décrochement principal et les deux chevauchements accommodant l'extrusion du bloc Nord-Andin sont aussi reportés sur la carte. Grijalva F.Z. = zone de faille transformante océanique majeure. Modifié d'après *Gutscher et al.*, 1999. (B) Principaux édifices volcaniques équatoriens et localisation du Tungurahua. Le code couleur est établi en fonction de la date de la dernière éruption connue. Modifié d'après *Hall et al.* (2008) et *Bernard et Andrade* (2011).

L'Équateur possède une concentration exceptionnelle de volcans : plus de 80 centres volcaniques, concentrés dans une zone de 300 km N-S et ≈100 km E-O dans la partie Nord du pays, ont été actifs depuis 5 Ma environ (*Beate et al., 2001 ; Hall et al., 2008 ; Bernard et Andrade, 2011*). Les édifices se répartissent au sein de trois zones principales : la Cordillère Occidentale (représentant l'arc frontal), la Cordillère Orientale (ou « Cordillera Real », qui constitue l'arc principal) et le bassin d'arrière arc qui se poursuit jusqu'en Amazonie (*Bourdon et al., 2003 ; Robin et al., 2009 ; Fig. 1.14*).

Les caractéristiques géochimiques des produits émis sont corrélées à leur répartition spatiale. Ainsi, la Cordillère Occidentale est caractérisée par des magmas dacitiques riches en Mg et possédant parfois des signatures adakitiques, tandis que les édifices de la Cordillère Orientale produisent des laves andésitiques calco-alkalines plus classiques (*Samaniego et al., 2005*). Le bassin arrière-arc en Amazonie héberge quant à lui un magmatisme alcalin (*Barragán et al., 1998 ; Bourdon et al., 2003 ; Samaniego et al., 2005*). Des variations géochimiques ont aussi été mises en évidence au cours du temps : les magmas évoluent depuis des compositions calco-alkalines vers des compositions plus adakitiques, notamment au niveau de l'arc frontal, ainsi que du Nord vers le Sud (*Bourdon et al., 2003 ; Samaniego et al., 2005 ; Martin et al. 2014*). L'assimilation crustale semble jouer un rôle mineur dans les variations de la composition des magmas équatoriens (*Bryant et al., 2006 ; Schiano et al., 2010*). L'évolution géochimique observée au niveau des volcans équatoriens est ainsi la conséquence directe de l'entrée en subduction de la ride de Carnegie (*Bourdon et al., 2003 ; Samaniego et al., 2005 ; Bryant et al., 2006 ; Robin et al., 2009 ; Martin et al., 2014*). La subduction récente (<5 Ma) de ce corps chaud à forte flottabilité induit une diminution du pendage de la plaque plongeante, qui passe progressivement d'un pendage « classique » en aval de la subduction (vers l'Est) à un pendage sub-horizontal sous l'Équateur (*Bourdon et al., 2003 ; Martin et al., 2014*). Cette modification de la géométrie de la subduction place la plaque plongeante dans des conditions de pression et température conduisant à sa fusion partielle avant déshydratation (*Fig. 1.15 ; Bourdon et al., 2003*). Les liquides ainsi produits interagissent avec le coin de manteau et seraient selon ces auteurs à l'origine des laves adakitiques émises au niveau de la Cordillère Occidentale. La partie aval de la plaque subductée possède quant à elle une flottabilité moindre et un pendage « normal », ce qui se traduit par une déshydratation de la plaque (sans fusion), un métasomatisme du coin mantellique et un magmatisme calco-alkalin « classique » (*Fig. 1.15 ; Bourdon et al., 2003 ; Samaniego et al., 2005 ; Bryant et al., 2006 ; Robin et al., 2009*). Bien que ce modèle reste encore débattu (ex : *Chiaradia et al., 2009 ; Martin et al., 2014*), la marge active équatorienne représente un exemple actuel de transition entre une subduction classique à fort pendage et une subduction plane, ayant pour marqueur géodynamique la production de laves à caractère adakitique. Ce contexte géodynamique particulier peut être utilisé comme analogue à l'étude de la formation des premières

masses continentales (Martin et al. 2014), et pourrait mener à l'arrêt du volcanisme équatorial dans quelques millions d'années si la subduction plane se poursuit (Bourdon et al., 2003).

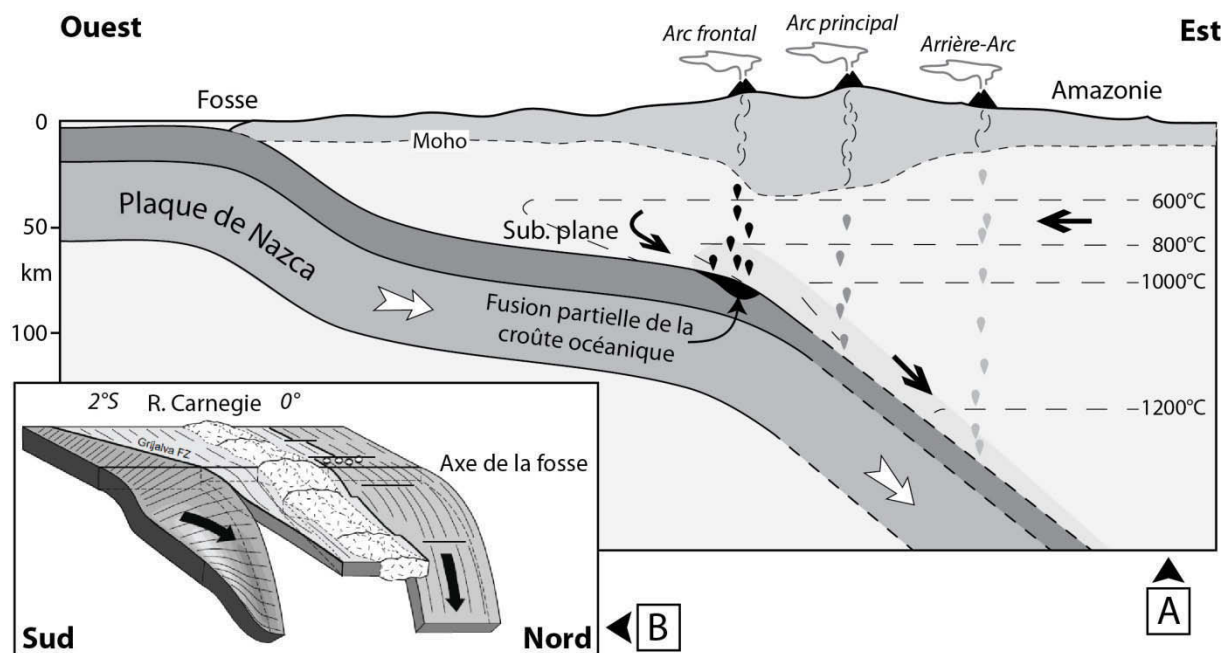


Fig. 1.15 : (A) Modèle pétrogénétique synthétique de la marge active équatorienne expliquant la présence des différents arcs et leur composition chimique particulière (modifié d'après Bourdon et al., 2003). (B) Vue 3D du modèle de subduction plane de la ride de Carnegie (modifié d'après Gutscher et al., 1999).

1.6.B. Géologie et histoire éruptive du Tungurahua

1.6.B.a Localisation et morphologie

Le Tungurahua est un strato-volcan andésitique situé à la limite du bassin amazonien, et qui forme avec l'Altar et le Sangay l'extrémité Sud de la Cordillère Orientale équatorienne (Fig. 1.14). Edifié à 120 km au Sud de Quito, il culmine à 5023m au-dessus du niveau de la mer. Le Tungurahua repose sur des crêtes de socle métamorphique d'âge Paléozoïque à Crétacé, qui forment des structures orientées Nord-Sud localement recoupées par des intrusions et des plutons granitiques d'âge Paléozoïque à Jurassique (Aspden et Litherland, 1992 ; Litherland et Egüez, 1993).

Trois rivières principales, le Rio Pastaza au Nord, le Rio Chambo à l'Ouest et le Rio Puela au Sud entourent le volcan (vers 2000 m d'altitude), et sont responsables de l'incision d'importantes vallées à la base de l'édifice. La proximité de l'Amazonie et les vents d'Est dominants entraînent de forts cumuls de précipitations sur le Tungurahua, qui se traduisent par 1) une asymétrie entre son flanc Est (qui reçoit la majorité des précipitations) et son flanc Ouest (plus sec en comparaison) provoquant une érosion différentielle et 2) la présence d'un dense réseau de drainage tout autour de l'édifice, diffus et ramifié au sommet puis concentré au sein de profondes (50-80 m) ravines (ou

« québradas » en espagnol) de quelques dizaines de mètres de large à la base du volcan (Fig. 1.16). Le flanc Est du volcan possède un fort couvert végétal rendant son accès difficile.

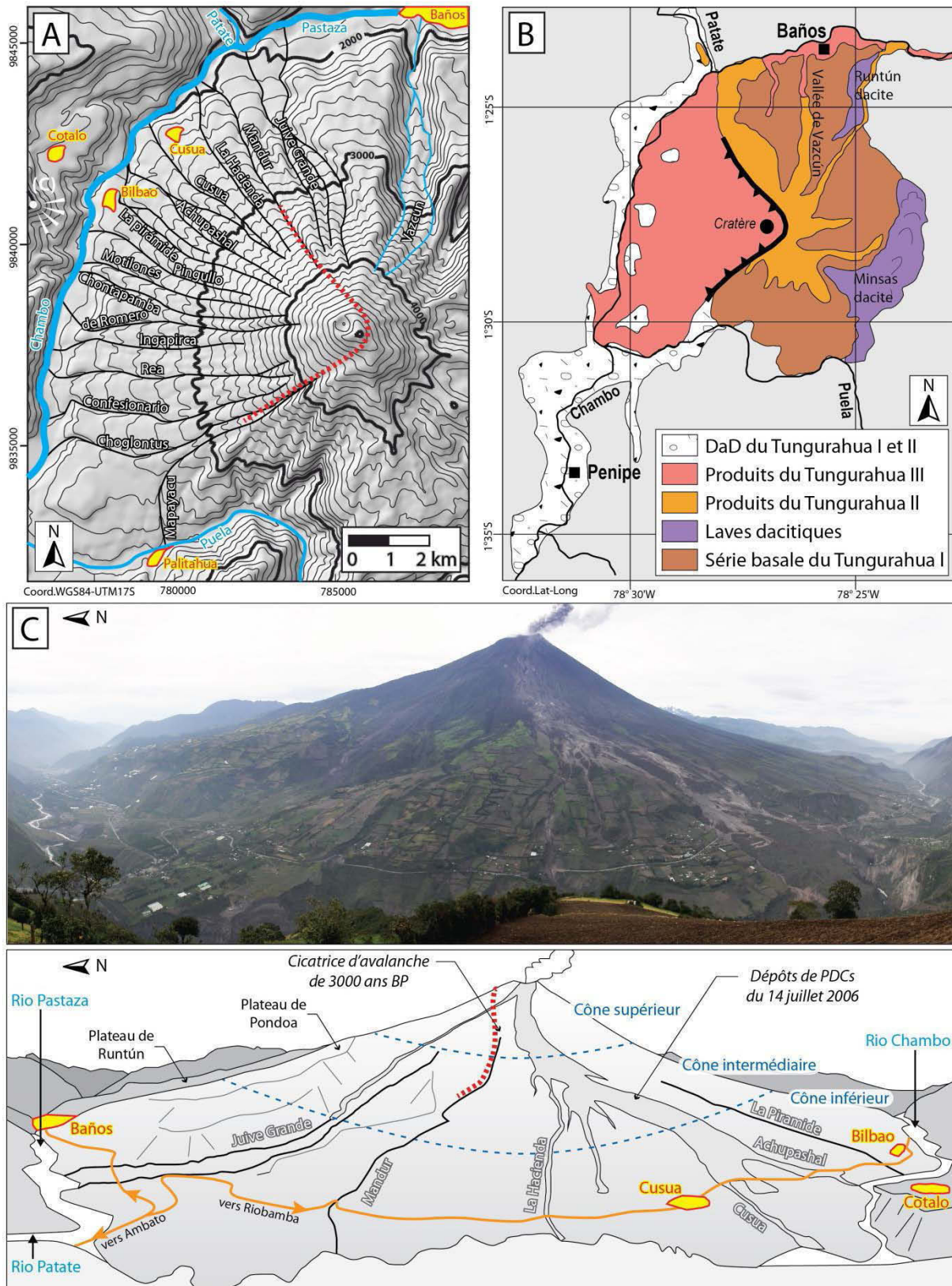


Fig. 1.16

Fig. 1.16 (page précédente) : (A) Modèle numérique de terrain de M. Souris (IRD) de la zone du Tungurahua, noms des ravines et localisation des principales zones habitées (en jaune). Les pointillés rouges représentent la trace de la cicatrice d'avalanche de 3000 ans BP (d'après *Molina et al., 2005* et *Le Pennec et al., 2013*). Modifié d'après *Kelfoun et al., 2009* (B) Carte géologique et schéma structural simplifié du Tungurahua montrant les trois formations géologiques principales de l'édifice. L'acronyme « DaD » désigne les dépôts d'avalanches de débris. (d'après *Le Pennec et al., 2006*) (C) vue du volcan depuis le Nord-Ouest, limites schématiques des différentes unités morphologiques de l'édifice, localisation des zones habitées et des ravines visibles. Les pointillés rouges représentent la limite Nord de la cicatrice d'avalanche de 3000 ans BP (Photo J.-L. Le Pennec).

Les flancs Nord, Ouest et Sud de l'édifice sont quant à eux tous occupés par des villages, des cultures, ou des champs, dans un rayon de 8-10 km autour du cratère (Fig. 1.16). La ville touristique de Baños (25 000 habitants) occupe notamment le débouché de la vallée de Vazcún (au Nord de l'édifice), à moins de 8 km du cratère. La vulnérabilité importante des populations et l'impact potentiel de l'activité volcanique (même faible) sur l'économie, font du Tungurahua l'un des édifices les plus dangereux d'Équateur (*Hall et al., 1999 ; Le Pennec et al., 2008 ; 2012*).

1.6.B.b Structure et géologie

Les études géologiques et géochronologiques indiquent que le Tungurahua s'est édifié au cours de trois grandes phases de constructions, entrecoupées par des épisodes majeurs de destructions. Ces derniers sont associés à des déstabilisations de flancs, soulignés par la mise en place d'avalanches de débris de gros volume (Fig. 1.16B ; *Hall et al., 1999 ; Le Pennec et al., 2008 ; 2013*). Les laves du Tungurahua appartiennent aux séries magmatiques moyennement à fortement enrichies en K₂O et ont des compositions comprises entre des andésites basaltiques et des dacites (54 – 67% SiO₂), avec une prédominance pour les andésites intermédiaires à acides (58-59% SiO₂ ; *Hall et al. 1999 ; Le Pennec et al., 2006 ; Samaniego et al., 2011*). La minéralogie typique des andésites du Tungurahua est caractérisée par un assemblage à plg + cpx + opx + mag ± ol (*Hall et al., 1999 ; Samaniego et al., 2011*), au sein desquelles des mélanges magmatiques avec des dacites sont décrits (*Hall et al., 1999 ; Le Pennec et al., 2006 ; Samaniego et al., 2011 ; Le Pennec et al., 2013*).

- Le Tungurahua I, Pléistocène (≈300 ka) – 30 ka BP

Le Tungurahua I est l'édifice le plus ancien, sa construction débute au minimum au milieu du Pleistocène (0,77 Ma, *Barberi et al., 1988*). Les vestiges de cet édifice sont visibles sur toute la partie Est du volcan, où ils sont profondément incisés, ainsi que dans les vallées de Vazcún et Runtún où ils apparaissent sous la forme de coulées de laves concordantes, massives, et intercalées entre des niveaux de brèches (Fig. 1.16B, *Hall et Vera, 1985*). La reconstruction de la paléo-topographie du Tungurahua I montre que le centre éruptif ancien se situait au même endroit qu'aujourd'hui, et que cet édifice possédait une altitude supérieure (≈400m) à celle de l'édifice actuel (*Hall et al., 1999*). La

transition entre le Tungurahua I et le Tungurahua II s'est produite brutalement il y a 30 000 ans BP (âge ^{14}C , *Le Pennec et al., 2013*) au cours d'un épisode catastrophique d'effondrement de flanc, probablement provoqué par une intrusion magmatique au sein du Tungurahua I. Les dépôts de l'avalanche associés sont principalement observés à l'Ouest et au Sud de l'édifice (Fig. 1.16B), ce qui suggère une cicatrice ouverte vers le Sud-Ouest (*Le Pennec et al., 2006 ; 2013 et références citées*).

- Le Tungurahua II, 30000 ans BP – 3000 ans BP

Le strato-cône du Tungurahua II s'est construit en discordance sur les restes du Tungurahua I par accumulation de coulées de laves et de téphras. Ces produits sont aujourd'hui visibles en aval de la vallée du Patate ainsi qu'en divers points plus haut sur le volcan (Fig. 1.16B). La reconstruction de la morphologie du Tungurahua II indique que ce second édifice était très semblable au Tungurahua actuel, quoi que légèrement plus haut (*Le Pennec et al., 2006*). Un second épisode majeur d'effondrement de flanc se produit il y a 3000 ans BP au cours d'une éruption catastrophique, la plus forte enregistrée à l'Holocène sur le volcan (VEI 5 ; *Hall et al., 1999 ; Le Pennec et al., 2013*). Cet événement est accompagné par une puissante explosion latérale dirigée (« blast ») qui a dévasté une surface de 600 km² autour du volcan, et détruit des zones de peuplement amérindienne de la période Formative d'Equateur (*Jaya, 2003 ; Le Pennec et al., 2013*). Cet événement explosif majeur, ainsi que la présence de volumineuses coulées andésitiques ($\approx 570 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ au total, *Hall et al., 1999*) contemporaines de cette éruption (qui occupent la vallée du Pastaza et du Chambo depuis Baños jusqu'à 30 km vers l'Amazonie, à l'Est) suggèrent que la déstabilisation de flanc a été provoquée par l'arrivée d'un volume très important de magma frais dans le système (*Hall et al., 1999, Le Pennec et al., 2013*). Les produits juvéniles émis dans les premières phases de l'éruption mettent quant à eux en évidence des phénomènes de mélange de magmas andésitique et dacitique (*Le Pennec et al., 2013*). Les dépôts associés à l'avalanche de débris de 3000 ans BP sont principalement concentrés dans la vallée du Chambo (*Le Pennec et al., 2006 ; 2013*).

- Le Tungurahua III, 3000 ans BP – Actuel

Le Tungurahua III est l'édifice actuellement actif qui se construit depuis 3000 ans BP dans l'amphithéâtre laissé par la cicatrice d'avalanche de l'effondrement de flanc du Tungurahua II (Fig. 1.16B). La limite Sud de la caldera d'effondrement est bien visible dans le paysage où elle forme une ligne de crête à l'Est de la ravine de Mapayacu (Fig. 1.16A). Deux hypothèses ont été proposées pour la limite Nord (*Hall et al., 1999 ; Molina et al., 2005*), et il semble maintenant établi que cette dernière se situe juste au Nord de la ravine de Mandur (*Molina et al., 2005 ; Le Pennec et al., 2008 ; 2013 ; Fig. 1.16*). Les produits du Tungurahua III (laves et PDCs surtout) sont canalisés par la morphologie de la caldera et sont donc concentrés au niveau du tiers Ouest du volcan.

L'accumulation des laves et des téphras produits par le Tungurahua III a aujourd'hui presque entièrement comblé l'espace laissé par l'effondrement du Tungurahua II de 3000 ans BP.

L'édifice actuel possède une forme conique régulière, divisée ici en trois domaines morphologiques différents (Figs. 1.16 et 1.17). Le domaine proche du sommet, ou « cône supérieur » (> $\approx 3\,800$ m d'altitude a.s.l.), est caractérisé par des pentes fortes ($35 - 45^\circ$) et un réseau hydrographique peu développé. Le « cône intermédiaire », qui s'étend entre $\approx 3\,800$ et $\approx 2\,300$ m d'altitude a.s.l. (2,5 à 6 km du cratère), est caractérisé par des pentes qui passent progressivement de $30-35^\circ$ à 20° , et par un réseau de drainage composé de ravines bien individualisées. La base du volcan, appelée « cône inférieur » (< $2\,300$ m d'altitude), présente une surface en pentes douces ($10-20^\circ$), relativement lisse et incisée par de profondes ravines (Figs. 1.16 et 1.17).

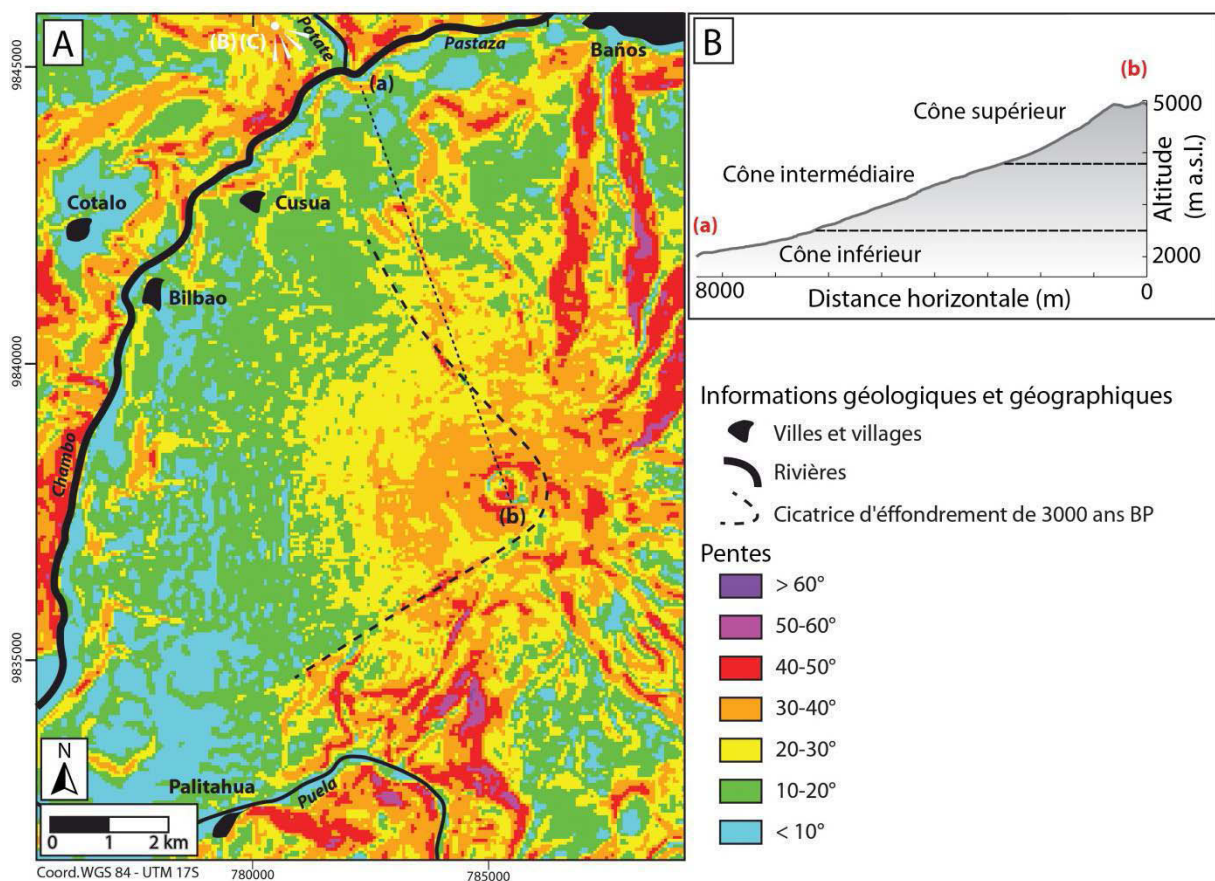


Fig. 1.17 : (A) Carte des pentes du Tungurahua MNT de M. Souris (IRD). (B) Coupe 2D le long de la ravine de Juive (selon a-b) mettant en évidence les trois domaines morphologiques décrits dans le texte.

1.6.B.c Le Tungurahua III : activité et chronologie éruptive

Les dépôts associés au Tungurahua III sont caractérisés par des alternances de laves plus ou moins massives, de niveaux de téphras et de dépôts épicastiques (ex : lahars) soulignant l'activité explosive fréquente et parfois violente de l'édifice (Martínez, 1903 ; Hall et al., 1999 ; Le Penneec et

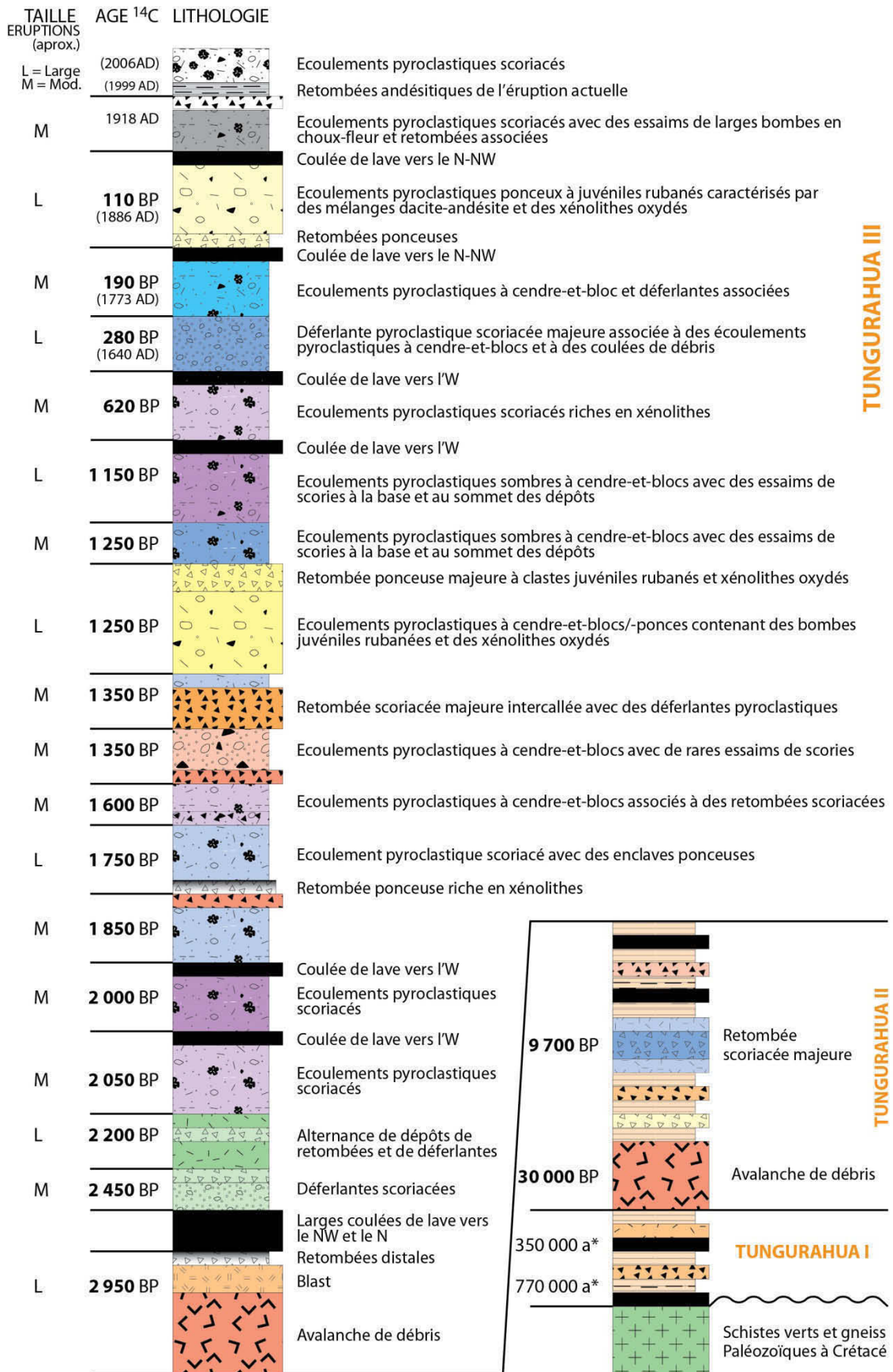
al., 2008). L'enregistrement stratigraphique du Tungurahua III met en évidence un nombre important d'horizons correspondant à des dépôts d'écoulements pyroclastiques (environ un par siècle sur le dernier millénaire, Fig. 1.18 ; *Le Pennec et al., 2006*), ce qui souligne la menace évidente associée au volcan. Des études de terrain minutieuses, couplées aux datations en ^{14}C , et à l'examen des archives historiques et archéologiques, ont permis de reconstruire une colonne litho-stratigraphique très détaillée de l'histoire du Tungurahua III (*Hall et al., 1999 ; Le Pennec et al., 2006 ; 2008 ; 2013*), présentée dans la figure 1.18 et commentée ci-dessous pour quelques éruptions remarquables :

- L'éruption de 1250 BP : cette éruption préhistorique violente est associée à la mise en place d'une retombée dacitique majeure, ainsi qu'à la mise en place d'écoulements pyroclastiques volumineux. Les dépôts de retombées sont utilisés comme marqueur stratigraphique dans une large zone autour du volcan (ce qui est aussi le cas dans une moindre mesure pour les retombées andésitiques associées aux éruptions préhistoriques de 2200 BP et 1150 BP, *Le Pennec et al., 2006*).

- L'éruption de 1640 : cette éruption dévastatrice a lieu un siècle après l'arrivée des colons espagnols dans la vallée inter-andine, et représente ainsi la première description historique de l'activité du volcan. Des déferlantes et des écoulements pyroclastiques scoriacés très mobiles ont été produits au cours de cette éruption, qui est aussi accompagnée par des effondrements de la paroi du cratère. Les « petites » avalanches de débris associées sont probablement responsables de la destruction de villages entiers et de nombreuses victimes (*Le Pennec et al., 2008*).

- L'éruption de 1773 : débutant le 23 avril 1773, cette éruption de VEI 3 se traduit par la mise en place d'écoulements et de déferlantes pyroclastiques andésitiques sur le Nord et l'Ouest de l'édifice. Les écoulements pyroclastiques (ainsi que des lahars chauds) ont atteint l'église de la ville de Baños, sans faire de victime (*Le Pennec et al., 2006 ; 2008*). Des coulées de laves andésitiques de type *aa* ont aussi été émises au cours de cette éruption et ont atteint la base de l'édifice (*Hall et al., 1999*).

- L'éruption de 1886 : cette éruption est bien décrite dans les récits historiques (*Martínez, 1886 ; Le Pennec et al., 2008*) et l'on sait que des précurseurs ont été enregistrés quelques mois avant le début de l'éruption, qui a commencé le 11 janvier 1886. L'émission d'une puissante colonne éruptive de produits dacitiques se traduit par le dépôt de ponces et de cendres sur tout le flanc ouest du volcan, tandis que des écoulements pyroclastiques descendent le long des ravines jusqu'aux rivières à la base du volcan, qui sont obstruées pendant deux semaines (*Martínez, 1886 ; Le Pennec et al., 2006 ; 2008*). Les produits d'écoulements pyroclastiques associés à cette éruption de VEI 4 (*Le Pennec et al., 2008*) sont facilement reconnaissables sur le terrain du fait de leur position stratigraphique, de la quantité importante de ponces dacitiques sub-arrondies qu'ils contiennent, et de la patine orangée-rougeâtre qu'ils ont acquise.



TUNGURAHUA III

TUNGURAHUA II

TUNGURAHUA I

Fig. 1.18 : Colonne stratigraphique des produits du Tungurahua. Modifiée d'après Le Pennec et al., 2006.

- L'éruption de 1916-1918 : cette éruption andésitique est caractérisée par la mise en place d'écoulements pyroclastiques scoriacés consécutifs au déclenchement de violentes explosions (VEI 3) en « coups de canon » (cañonazos en espagnol), tout au long de l'année 1918 (29 février, 5 avril, 16 novembre). Les écoulements affectent toute la moitié Ouest du volcan, y compris la vallée de Vascún qui mène à Baños. Entre ces phases paroxysmales, l'activité du volcan est caractérisée par des émissions de gaz et/ou de cendre. Des niveaux de retombées importants (10-20 cm sur la base du flanc Ouest) se sont ainsi mis en place au cours de cette éruption, qui a diminué en intensité à la fin 1918 pour s'arrêter en 1925 (*Martínez, 1932 ; Le Pennec et al., 2006 ; 2008*).

1.6.C. La période éruptive actuelle (1999-en cours) et le paroxysme de 2006

1.6.C.a Réactivation du volcan et activité pré-2006

Les premiers signaux géophysiques anormaux ont été détectés en janvier 1993 par le réseau sismique de l'Institut Géophysique de l'Ecole Polytechnique de Quito (IG-EPN), avant qu'une explosion phréatique ne soit enregistrée, et entendue par les habitants de la région, le 6 mai de la même année. Une sismicité au-dessus du bruit de fond a été occasionnellement enregistrée sur l'édifice entre 1994 et 1997 jusqu'à ce que les séismes volcano-tectoniques (VT) deviennent fréquents en septembre 1998. L'amplitude des signaux, et notamment du trémor, ont augmenté en mai 1999 puis une activité sismique longue-période (LP) profonde a été détectée en juillet 1999 (*Molina et Ruiz, 2004a et b*). Cette hausse de l'activité sismique a coïncidé avec une augmentation de l'activité fumerolienne en surface. La concentration de SO₂ mesurée dans le panache est devenue notable en août 1999 (2300 tonnes par jour ou t.j⁻¹), et le niveau d'alerte est passé au jaune en septembre. Après une nouvelle explosion phréatique le 5 octobre 1999, des taux très élevés de SO₂ sont mesurés par COSPEC dans le panache ($\approx 10\,000$ t.j⁻¹; *Arellano et al., 2008*).

Pour la première fois, du matériel incandescent a été observé dans le cratère le 11 octobre et le volcan est placé en alerte rouge le 15 du même mois, entraînant l'évacuation (en deux jours) des 25 000 habitants vivant dans la zone la plus exposée aux écoulements pyroclastiques. Les premières explosions brèves (non-soutenues) sont enregistrées à la fin du mois d'octobre et sont accompagnées de panaches modestes (1,5 à 3 km d'altitude au-dessus du cratère), et d'une activité acoustique importante en « coups de canon » (*Ruiz et al., 2006*). Après quelques mois d'activité strombolienne fluctuante entrecoupée d'explosions brèves, et constatant l'absence directe de danger (l'activité ne produisant pas d'écoulements pyroclastiques), la population évacuée est revenue s'installer en 2000 dans les villages de la zone à risque, au pied du volcan, où elle apprendra par la suite à vivre au fil du temps avec cette menace.

Entre 2000 et 2006, le volcan alterne des phases de très faible activité (voire de quiescence, comme par exemple fin 2000-début 2001) avec des phases stromboliennes (à stromboliennes violentes) soutenues, entrecoupées par des explosions brèves en coup de canon (*Le Pennec et al., 2006*). Les phases stromboliennes violentes peuvent être accompagnées d'épisodes de jets de laves très importants (jusqu'à 1000 m au-dessus du cratère), bien visible de nuit notamment lorsque la météo est clémente. Les explosions sont quant à elles caractérisées par l'émission rapide et brutale de matière au sein d'une colonne grisâtre de quelques kilomètres d'altitude (2-4 km) accompagnée par l'expulsion de blocs balistiques de taille importante (métrique à décamétrique) tout autour de l'évent (jusqu'à 2-3 km). Ces manifestations soudaines sont caractérisées par un signal sismique très impulsif au début de l'explosion mais ne sont que rarement précédées de précurseurs.

La phase d'août 2001 (du 4 au 21) est particulièrement intense : les explosions sont très fréquentes et accompagnées par une activité strombolienne vigoureuse, entretenant un panache soutenu de 2 à 4 km d'altitude au-dessus du cratère (*Le Pennec et al., 2012*). La colonne éruptive est entraînée vers l'Ouest par les vents dominants et la pluviosité importante du mois d'août équatorial précipite les particules cendreuse à proximité de l'édifice. Cette coïncidence se traduit par la mise en place d'un niveau de téphras de plusieurs centimètres d'épaisseur sur le plateau de Quero, causant des problèmes respiratoires pour la population, et entraînant la destruction de toitures ainsi que la perte des récoltes les moins résistantes aux cendres. Cet épisode souligne l'impact considérable que peuvent avoir les conditions climatiques sur l'aléa volcanique (*Le Pennec et al., 2012*).

1.6.C.b *Les paroxysmes de 2006*

Après une période de calme de février à novembre 2005, des séismes LP profonds (5-15 km sous le sommet) sont détectés et le taux de SO₂ émis par le volcan augmente sensiblement (*Carn et al., 2008 ; Arellano et al., 2008*). En mai, l'IG-EPN enregistre une inflation du cône et une recrudescence des séismes peu profonds (<5 km). L'activité sismique augmente brutalement le 14 juillet à partir de 14h30 (heure locale, GMT-5 ; *Samaniego et al., 2011*). A 17h30, les explosions en coup de canon sont fréquentes et entretiennent un panache de 4 à 5 km d'altitude au-dessus du cratère. L'activité s'intensifie encore pour donner naissance à une fontaine de lave soutenue de 300 m de haut qui alimente vers 18h les premiers écoulements pyroclastiques du cycle éruptif commencé en 1999 (*Kelfoun et al., 2009 ; Samaniego et al., 2011 ; Hall et al., 2013*). L'intensité de l'éruption culmine entre 19h45 et 01h00 et alimente une colonne de 8-9 km au-dessus du cratère (13-14 km au-dessus du niveau de la mer, *Steffke et al., 2010*) tandis que des écoulements pyroclastiques modestes (4 à 5 km de long) se mettent en place sur le flanc Ouest de l'édifice et dans la vallée de

Vazcún (Fig. 1.19 ; *Samaniego et al., 2011 ; Hall et al., 2013*). L'activité diminue progressivement après cette phase paroxysmale et se stabilise à un niveau modéré pendant un mois.

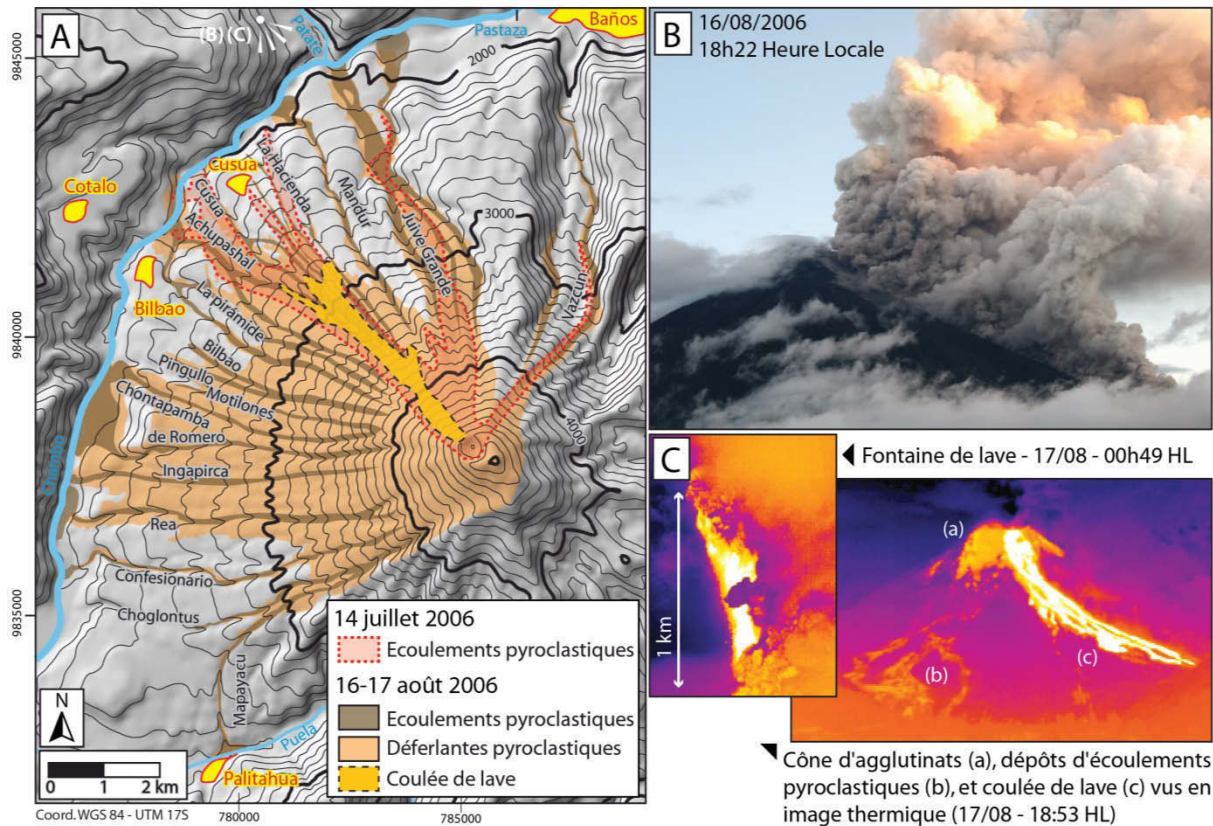


Fig. 1.19 : (A) Carte des dépôts d'écoulements et de déferlantes pyroclastiques mis en place au cours des paroxysmes de juillet et août 2006, ainsi que de la coulée mise en place en août (modifié d'après *Samaniego et al., 2011*). (B) Colonne éruptive et écoulement pyroclastique sur le flanc Ouest de l'édifice (Photo C. Ramos, IG-EPN). (C) Images thermiques acquises durant le paroxysme d'août mettant en évidence la fontaine de lave décrite dans le texte, et les différents types de produits mis en place lors de l'éruption d'août 2006 (Photos S. Arellano, IG-EPN).

Au matin du 16 août, la sismicité augmente rapidement, en suivant la même tendance que le 14 juillet. A 14h30 heure locale (GMT-5), l'activité est caractérisée par de vigoureuses émissions de cendre et de vapeur alimentant une colonne de 3-4 km d'altitude au-dessus du cratère (*Samaniego et al., 2011*). Les premiers écoulements pyroclastiques se mettent en place vers 17h sur le flanc Nord-Ouest tandis que l'activité continue de monter progressivement en intensité pour atteindre son paroxysme aux alentours de 00h30 le 17 août (Fig. 1.19). Pendant près de 50 à 60 minutes, une puissante fontaine de lave soutenue de > 1000 m de hauteur (Fig. 1.19) alimente de nombreux écoulements pyroclastiques à cendre et scories répartis sur toute la moitié Ouest de l'édifice, depuis Vazcún au Nord jusqu'à Mapayacu au Sud (Fig. 1.19 ; *Kelfoun et al., 2009 ; Samaniego et al., 2011 ; Hall et al., 2013*). Ces derniers atteignent la base du volcan (7-8 km) et recouvrent en très grande

partie les dépôts de juillet (Fig. 1.19). La colonne éruptive associée à ce paroxysme atteint près de 15 km de hauteur (20 km d'altitude au-dessus du niveau de la mer, a.s.l.) et se disperse vers l'Ouest, poussée vers la vallée inter-andine et l'Océan Pacifique par les vents dominants (Fee et al., 2010 ; Steffke et al., 2010 ; Eychenne et al., 2012). Les dépôts associés à cette retombée sont bi-lobés à proximité de l'édifice et présentent une forte contamination en matériel provenant des panaches copyroclastiques dans l'axe principal de mise en place des écoulements (Eychenne et Le Pennec, 2012 ; Eychenne et al., 2012 ; 2013). Les taux de SO₂ émis pendant le paroxysme atteignent 35000 t.j⁻¹ (Arellano et al., 2008). Le paroxysme d'août est un ordre de magnitude supérieur à celui de juillet et a dévasté tout le flanc ouest du volcan, notamment à cause des déferlantes pyroclastiques associées aux écoulements denses (Samaniego et al., 2011 ; Douillet et al., 2013a et b). Cette éruption a malheureusement provoqué la mort de 6 personnes, rattrapées par un écoulement pyroclastique au niveau de Mapayacu (Sud de l'édifice). A la suite de ce paroxysme, l'activité sismique et explosive décroît rapidement, tandis qu'une coulée de lave andésitique partant du cratère se met en place à partir du 17 août sur le flanc Ouest du volcan (pour atteindre 2700 m d'altitude a.s.l., Fig. 1.19 ; Samaniego et al., 2011).

1.6.C.c *Activité post-2006*

Depuis le paroxysme d'août 2006, l'activité du Tungurahua est caractérisée par des périodes de calme plus ou moins longues interrompues par des épisodes éruptifs d'intensité variable mais toujours inférieurs à ce qui a été observé en 2006. Les signaux géophysiques ont tendance à se répéter d'une éruption à l'autre : des séismes VT et LP sont généralement enregistrés avant le début de la crise tandis que le patron de déformation montre un léger gonflement de l'édifice. Les flux de SO₂ enregistrés par DOAS oscillent entre << 1000 t.j⁻¹ en période inter-éruptives à 3-10 kt.j⁻¹ au maximum pendant les crises. L'activité éruptive est caractérisée par l'émission en conduit ouvert d'un panache de vapeur et de gaz atteignant des altitudes moyennes de 2 à 6 km au-dessus du cratère et possédant une charge en cendre très variable, par une activité strombolienne plus ou moins soutenue, et par des explosions à caractère vulcanien relativement puissantes parfois sans précurseurs. Les épisodes les plus violents ont engendré des écoulements pyroclastiques modestes, sans commune mesure avec ce qui a été observé en août 2006. Ces évènements se sont notamment produits : en février-avril 2007, en mai 2008 (vers le N-NO), le 24 décembre 2008, en juin 2009 (2 km parcourus), en février 2010, le 28 mai 2010 (3 km parcourus vers le N-NO et le SO, nécessitant l'évacuation de certains villages), en décembre 2010, le 4 février 2012 (3 km parcourus vers l'Ouest, Tournigand, 2013), le 14 juillet 2013 (où l'explosion non-soutenue la plus forte du cycle éruptif débuté en 1999 est enregistrée, avec un panache ayant atteint 8km de hauteur au-dessus du cratère, et des écoulements pyroclastiques parcourant près de 6 km dans Juive et Achupashal), en août 2013

et en février 2014 (où une forte explosion a produit un panache de 8 km au-dessus du cratère, et des écoulements pyroclastiques filmés par les habitants atteignent la partie inférieure de Juive, ≈ 6km de parcours). Pour plus de renseignements, le lecteur est invité à se référer aux rapports quotidiens de l'OVT (Observatoire Volcanologique du Tungurahua) de l'IG-EPN, disponibles en ligne (en espagnol : <http://www.igeppn.edu.ec/informes/volcanicos>).

L'un des points remarquables de l'activité post-2006, et notamment de l'activité depuis les 3 dernières années, est la nette cyclicité qui s'est installée entre les phases éruptives (quelques semaines à quelques mois) et inter-éruptives (4 à 6 mois). La présence de bombes en croûte de pain et de clastes juvéniles dégazés posent aussi la question de l'état du conduit éruptif du Tungurahua ces dernières années, et de la possible transition entre un système en conduit ouvert (*Eychenne, 2012*) à un système de pressurisation du conduit lié à la présence d'un bouchon au sommet de la colonne magmatique.

Chapitre 2

Mode de mise en place des écoulements pyroclastiques et bilans de matière

Ce second chapitre a pour but de détailler les techniques innovantes d'analyse texturale des dépôts et de bilan de matière haute résolution développées dans le cadre de cette thèse, puis de présenter les résultats obtenus à l'aide de ces méthodes sur les dépôts d'écoulements pyroclastiques scoriacés du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua. Ces données seront tout d'abord utilisées pour caractériser la capacité érosive des écoulements et déterminer l'impact de l'incorporation des budgets éruptifs. La discussion portera ensuite sur la mise en évidence et la quantification de différents mécanismes de mise en place des écoulements, et leurs implications sur le comportement dynamique du phénomène.

2.1. Introduction et démarche

Le premier objectif de ce chapitre est de déterminer la quantité de produits incorporés par les écoulements pyroclastiques au cours de leur mise en place, afin de quantifier l'impact de l'érosion syn-emplacemement sur les bilans de matière, à différentes échelles. En effet, bien que le pouvoir érosif des écoulements pyroclastiques soit reconnu de longue date (ex : *Sparks et al., 1997 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*) et fasse l'objet de plus en plus d'études expérimentales et numériques (ex : *Lê et Pitman, 2009 ; Mangeney et al., 2010 ; Roche et al., 2013a et références citées*), il n'existe que très peu de données de terrain appropriées pour quantifier ce processus (*Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Pollock, 2013 ; Brand et al., 2014*). La grande complexité et la forte hétérogénéité des dépôts d'écoulements pyroclastiques, à la fois par la nature et la taille des fragments qu'ils contiennent (ex : *Fisher et Schmicke, 1984 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; voir Chapitre 1*), rend en effet difficile tout échantillonnage représentatif. En outre, il peut être hasardeux et très laborieux de reconnaître la nature juvénile ou non-juvénile des clastes (dans le sens de *Cas et Wright, 1987*), notamment dans le cas de dépôts d'écoulements à cendre-et-blocs issus de la déstabilisation de dômes (*Charbonnier et Gertisser, 2011*). Cependant, les quantités de magma juvénile émis au cours d'une éruption (volume et masse) sont des paramètres essentiels lors du calcul de la taille (magnitude, intensité, VEI) des éruptions (*Newhall et Self, 1982, Pyle, 2000*), et qu'il est ainsi essentiel de pouvoir quantifier dans les dépôts. Si l'on se place à plus grande échelle, seuls les matériaux juvéniles participent réellement à la croissance des volcans et doivent donc être pris en compte dans l'analyse de la croissance des édifices, l'autre fraction (les matériaux non-juvéniles) n'étant que du recyclage. Or, les dépôts d'écoulements pyroclastiques sont

susceptibles d'être très riches en matériel non-juvénile (ex : *Sparks et al., 1997* ; *Charbonnier et Gertisser, 2011* ; *Brand et al., 2014*) et une attention particulière doit donc être portée à la composition lithologique de leurs dépôts. La nature et l'origine du matériel non-juvénile qu'ils renferment donnent de plus des renseignements précieux sur les mécanismes de mise en place des écoulements, et permettent de déterminer la source et l'intensité de l'érosion syn-mise en place (deux grandeurs qui seront rassemblées dans ce mémoire sous le terme de « patron d'érosion » des écoulements pyroclastiques).

Afin d'obtenir des bilans de matière en masse des dépôts d'écoulements pyroclastiques, il est nécessaire de déterminer les proportions en masse de chaque type de constituant qu'ils contiennent, et ce pour l'ensemble de leur distribution granulométrique. Des études basées sur le tamisage mécanique des fractions fines des dépôts (généralement -4 à 4 ϕ) accompagnées d'un comptage lithologique manuel des grains ont été utilisées à ces fins (ex : *Sparks, 1976* ; *Bourdier et al., 1989* ; *Miyabuchi, 1999* ; *Taddeucci et Wohletz, 2001* ; *Taddeucci et Palladino, 2002* ; *Sulpizio et al., 2007* ; *Gurioli et al., 2012*). Cependant, ces dernières nécessitent un travail long, très fastidieux et ne permettent de documenter que les fractions fines à intermédiaires des dépôts. Certaines méthodes, fondées sur l'analyse d'image (détaillées dans la suite de ce mémoire), ont ainsi été développées pour analyser l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts (ex : *Suzuki-Kamata et al., 2009* ; *Charbonnier et Gertisser, 2011* ; *Sarocchi et al., 2011*) mais restent en partie biaisées par les conversions 2D-3D nécessaires au passage de l'information 2D à la granulométrie réelle des fragments (*Jutzeler et al., 2012*), malgré l'avancée importante que ces travaux représentent. Des sections au travers de dépôts polymodaux (comme c'est le cas des dépôts d'écoulements pyroclastiques) ont en effet plus de chance de recouper des particules grossières que des particules fine et ont une probabilité très faible de recouper l'ensemble des particules selon leur axe long réel (*Sahagian et Proussevitch, 1998* ; *Shea et al., 2010*). Des équations de conversions stéréologiques ont été développées pour corriger ces biais mais n'ont pas été appliquées, jusqu'à très récemment, à l'étude de dépôts pyroclastiques (*Jutzeler et al., 2012*). La composition lithologique des fractions grossières des dépôts d'écoulements pyroclastiques est rarement quantifiée de manière précise dans les études précédentes (*Charbonnier et Gertisser, 2011*), qui se limitent généralement à décrire un faible nombre d'individus (ex : *Boudon et al., 1993*).

Le second objectif de ce chapitre est d'explorer la dynamique de mise en place des écoulements pyroclastiques à partir des informations texturales enregistrées par les dépôts, notamment à travers la caractérisation de la nature, la taille, la forme et la fabrique (arrangement spatial et directionnel) des particules qui les constituent (*Fisher et Schmincke, 1984*). Cet ensemble de paramètres permet de déduire les processus complexes qui contrôlent la rhéologie et le mode de

mise en place des écoulements (ex : *Sparks, 1976 ; Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Lube et al., 2007 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Manga et al., 2011 ; Sarocchi et al., 2011*). Des travaux récents soulignent la nécessité d'obtenir des données texturales haute résolution des dépôts pouvant servir de point de comparaison aux modélisations analogiques ou numériques (*Sulpizio et Dellino, 2008 ; Manga et al., 2011 ; Roche et al., 2013b*). Ces données permettraient aussi d'apporter des contraintes sur les mécanismes d'érosion associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques, qui restent encore largement méconnus à l'heure actuelle (*Pollock, 2013*).

La démarche innovante suivie pour répondre à ces deux objectifs repose sur le développement d'une méthode mixte d'échantillonnage des dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua permettant de caractériser à la fois les fractions fines et grossière des produits. Des mesures de volume couplées à des méthodes de conversion en masse permettent d'estimer les proportions des différents constituants présents dans les dépôts. Une description détaillée de la composition lithologique et de la morphologie des fragments sur l'ensemble de la gamme de distribution granulométrique des produits, ainsi que des mesures de densité de la matrice donnent accès aux données texturales haute résolution des produits. Cette démarche permet d'obtenir des bilans de matière en masse complets et d'un niveau de précision inégalé, de mettre en évidence certains des mécanismes de mise en place des dépôts, et de décrire le patron d'érosion (i.e. localisation et intensité) des écoulements pyroclastiques du paroxysme d'août 2006.

2.2. Méthode pour une étude texturale intégrée des dépôts

2.2.A. Echantillonnage : objectifs et stratégie

Cette section a pour but de décrire les différents critères utilisés pour sélectionner les différents sites échantillonnés au cours des deux missions effectuées sur le volcan Tungurahua (du 4 au 24 mars 2012 et du 1^{er} au 13 octobre 2013) et de détailler la stratégie d'échantillonnage déployée dans le cadre de cette thèse.

2.2.A.a Sélection des affleurements et localisation des sites

Les dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption de 2006 du Tungurahua (Fig. 2.1) sont répandus sur toute la moitié Ouest du volcan (*voir Chapitre 1*). Les dépôts sont concentrés dans les nombreuses ravines (ou « québradas ») qui entaillent l'édifice, ainsi qu'aux débouchés de celles-ci, où ils forment des éventails deltaïques (les « abanicos »). Les sites d'échantillonnages ont été sélectionnés de manière à documenter à la fois les variations 1) **radiales** (depuis le haut vers le bas de l'édifice, i.e. selon la distance au cratère) et 2) **latérales** (du Nord au Sud, i.e. selon différents trajets de mise en place) de faciès dans les dépôts. Les 6 années écoulées entre l'éruption et les missions de terrain ont permis à l'érosion d'entailler l'ensemble des dépôts pyroclastiques jusqu'à leur base, mettant à l'affleurement une série de coupes stratigraphiques exceptionnelles des produits des écoulements denses de l'éruption de 2006 (Fig. 2.1).

La zone de Juive Grande, située au N-NW de l'édifice, a été choisie pour l'échantillonnage radial car l'accès est relativement aisé, et les dépôts de l'éruption d'août 2006 y sont bien conservés (Fig. 2.2). Juive Grande est formée par trois ravines distinctes dans sa partie amont qui se rejoignent entre 2500 et 2200 m d'altitude, puis se divisent à nouveau vers l'aval en une ravine à l'Est et une large zone peu incisée à l'Ouest, où les écoulements ne sont plus confinés par la topographie (Figs. 2.1 et 2.2). Comme le montre la figure 2.2, les produits de août 2006 ont été étudiés au niveau de nombreux affleurements proximaux et distaux, depuis l'endroit où la sédimentation des écoulements débute (vers 3100 m a.s.l.), jusqu'à la base du cône (proche de la rivière Pastaza, à 2000 m a.s.l.). Les enregistrements par caméra thermique acquis pendant l'éruption par l'IG-EPN et rapportées par *Kelfoun et al. (2009)* montrent que des dépôts latéralement continus d'écoulements pyroclastiques ne sont présents qu'en dessous de 3500 m a.s.l., c'est-à-dire sur des pentes inférieures à 25°. Lors des missions effectuées dans le cadre de cette thèse, des observations de terrain de la zone au-dessus de 3100 m a.s.l. n'ont pas révélé de présence de dépôts, qui ont été probablement remobilisés par l'érosion post-éruption. L'absence de dépôts, la difficulté d'accès et la dangerosité de la zone >3100 m a.s.l. font que nous considérerons par la suite que les échantillons collectés à 3100m d'altitude représentent de manière satisfaisante la zone proximale des dépôts.

Afin de documenter les variations radiales au sein des dépôts, deux sites ont pu être échantillonnés à la base de l'édifice et trois en zone proximale (Fig. 2.2). La quebrada Chontapamba, où un échantillon a été prélevé à la base de l'édifice et le second à une altitude de 2700 m a.s.l., pourra être utilisée à titre comparatif pour les variations radiales des dépôts.

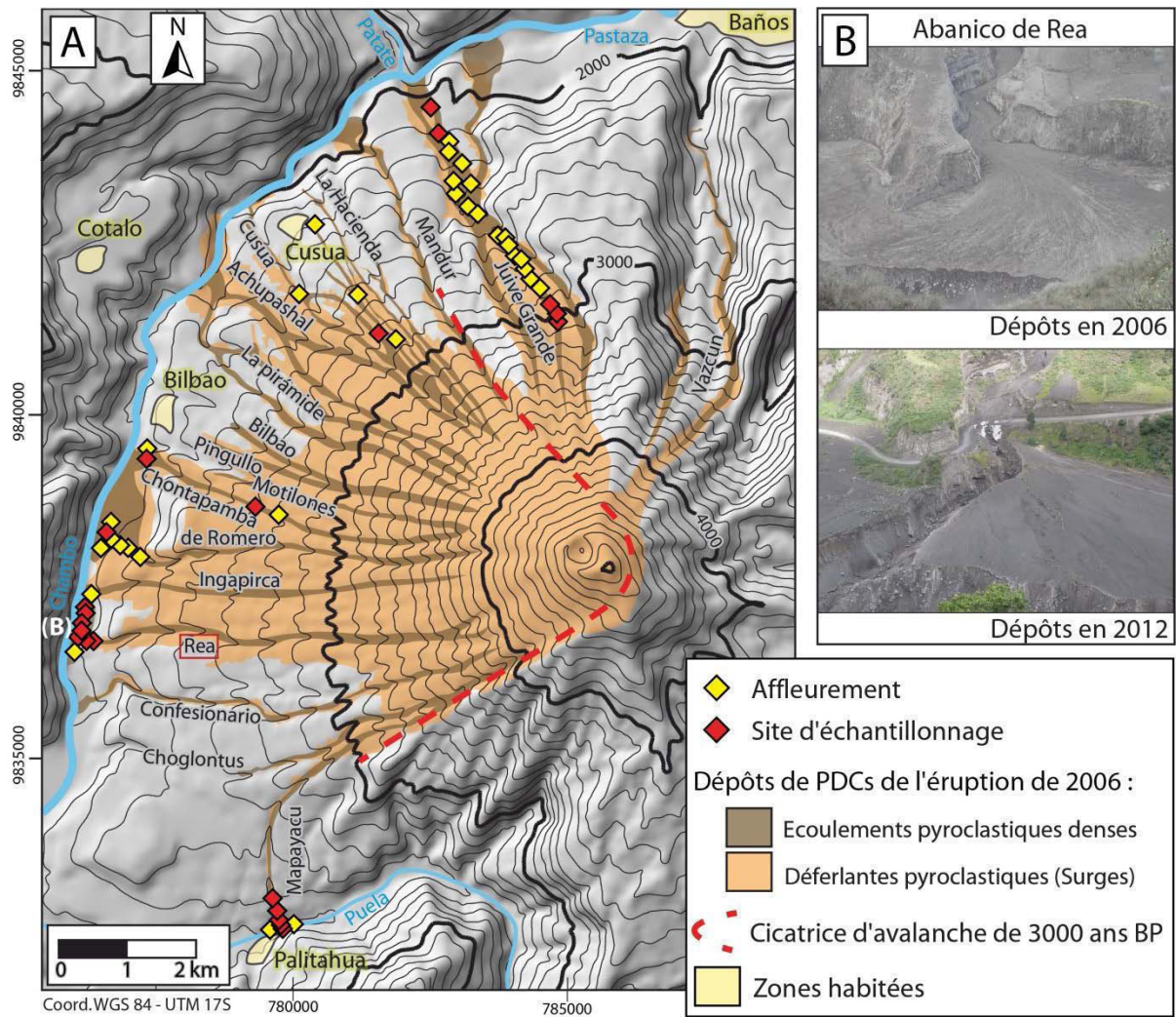


Fig. 2.1 : (A) Localisation des dépôts de courant de densité pyroclastique (PDCs) de l'éruption de 2006 du Tungurahua en fonction de leur nature (dépôts denses ou de déferlante) et des sites d'affleurement et d'échantillonnages répertoriés dans le cadre de cette thèse. Carte des dépôts modifiée d'après *Kelfoun et al., 2009*. Cicatrice d'avalanche d'après *Molina et al., 2005*. (B) Exemple du delta pyroclastique de Rea (Ouest de l'édifice) en 2006 juste après l'éruption (photo J-L Le Pennec) et en 2012, mettant en évidence l'effet de l'érosion.

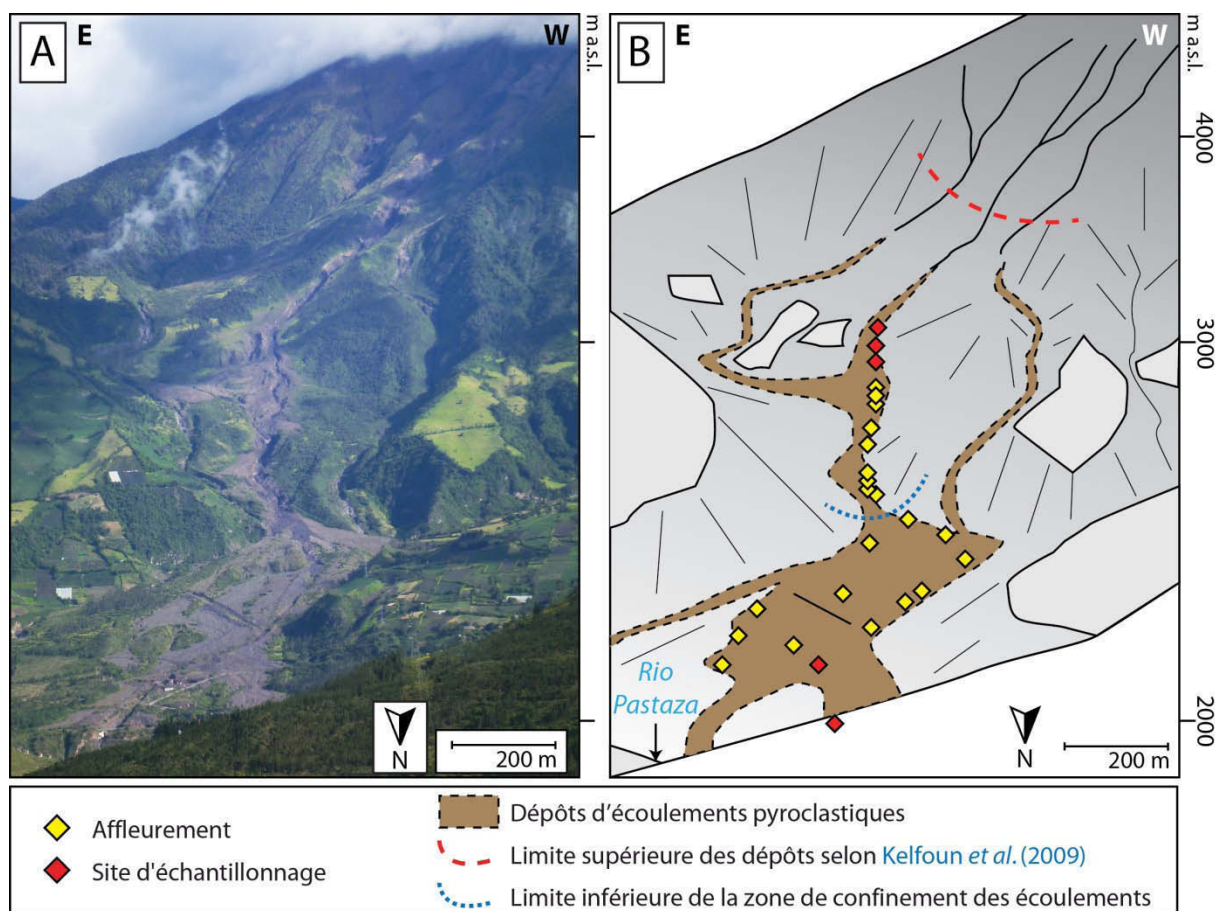


Fig. 2.2 : (A) Vue de la zone de Juive Grande depuis la vallée du Rio Patate au Nord de l'édifice et (B) schéma simplifié montrant la répartition des dépôts pyroclastiques et la localisation approximative des différents points d'observation et d'échantillonnage. La limite en pointillés fins correspond à la position approximative du début de la zone peu incisée où les écoulements peuvent s'étaler. L'échelle s'applique au niveau du Rio Pastaza.

La majorité des ravines affectées par les écoulements pyroclastiques d'août 2006 ont été investiguées pour avoir un bon échantillonnage latéral des dépôts: Juive Grande, Cusua, Chontapamba, Romero, Rea et Mapayacu, depuis le Nord vers le Sud (Fig. 2.1). Cette répartition géographique couvre l'ensemble de la zone d'épanchement des écoulements pyroclastiques d'août 2006 et permet ainsi d'avoir une bonne idée des compositions des dépôts au niveau de l'ensemble de l'édifice. Pour cet échantillonnage latéral, les produits sont généralement prélevés au niveau des deltas formés aux débouchés des ravines. Seule la ravine de Cusua est différente dans la mesure où l'échantillon provient de 2800m d'altitude (car aucun delta ne s'est formé au niveau de cette ravine).

Au total, 27 sites ont été échantillonnés afin de répondre à la problématique fixée et de couvrir l'ensemble de la zone de dépôt des écoulements pyroclastiques de l'éruption de 2006 du Tungurahua (Fig. 2.1). La position GPS (WGS84 - UTM 17S), le faciès, l'épaisseur et la position stratigraphique de chaque échantillon sont répertoriés en *Annexe 1* de ce mémoire, tandis que des photos et logs stratigraphiques de 12 affleurements typiques sont présentés *Annexe 2*.

2.2.A.b Méthode d'échantillonnage

De nombreuses études ont montré qu'une méthode d'échantillonnage « hybride », basée à la fois sur la collecte de produits et sur l'acquisition et le traitement de photographies des dépôts permet de bien documenter l'ensemble de leur gamme granulométrique (ex : *Boudon et al., 1993 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Sarocchi et al., 2011*). Ces études comportent cependant un certain nombre de biais que l'on se propose de corriger en partie ici. Afin d'éviter toute confusion, la collecte physique du dépôt sera qualifiée dans ce qui suit d'« échantillonnage physique », tandis que l'acquisition et le traitement d'images seront désignés comme « échantillonnage numérique ». L'échantillonnage physique des dépôts permet de caractériser les fractions fines des produits, tandis que l'analyse d'image permet d'analyser un grand nombre de clastes appartenant à la fraction grossière. L'échantillonnage numérique offre aussi des avantages logistiques évidents (pas de nécessité de rapporter un volume important de produits au laboratoire), et réduit le temps passé dans les ravines, limitant le danger pour les opérateurs. Une attention particulière devra être portée à la résolution des images (*Berger et al., 2011*). Les biais inhérents au support 2D des données acquises par analyse d'image ne sont cependant que très rarement corrigés (*Jutzeler et al., 2012*), et les conversions en masse ne prennent généralement pas en compte le caractère très hétérogène des distributions de masse dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques (*Sarocchi et al., 2011*).

La stratégie d'échantillonnage adoptée ici tire profit au mieux des avantages des deux méthodes décrites plus haut, en utilisant l'échantillonnage physique pour documenter les fractions fines des dépôts et l'échantillonnage numérique haute résolution pour les fractions grossières (Fig. 2.3). Une gamme granulométrique de superposition commune aux deux méthodes permet de relier les résultats entre eux. La nouveauté de cette étude est de proposer des conversions stéréologiques 2D-3D à même de prendre en compte les imperfections inhérentes à l'analyse d'image et d'utiliser les proportions et densités propres des différents fragments qui composent les dépôts afin de reconstruire leurs masses avec une précision très améliorée.

Concrètement, l'échantillonnage physique des dépôts se fait en excavant la fraction fine du dépôt selon un rectangle de 10x10 cm et jusqu'à ce que ≈ 500 g de produits soient collectés (Fig. 2.3). La zone de prélèvement doit être visible sur l'échantillon numérique afin de faciliter le recouplement. Elle est sélectionnée dans une zone du dépôt riche en produits fins, et si possible toujours à la même hauteur dans l'unité stratigraphique (au milieu). L'absence de grano-classement marqué dans la plupart des unités échantillonnées permet d'avoir un échantillonnage représentatif des fractions fines. Selon les cas, entre 300 et 700 g de produits ont été récoltés. L'acquisition des d'échantillons numériques demande quant à elle un certain nombre de conditions, qui vont être détaillées dans la section suivante de ce chapitre.

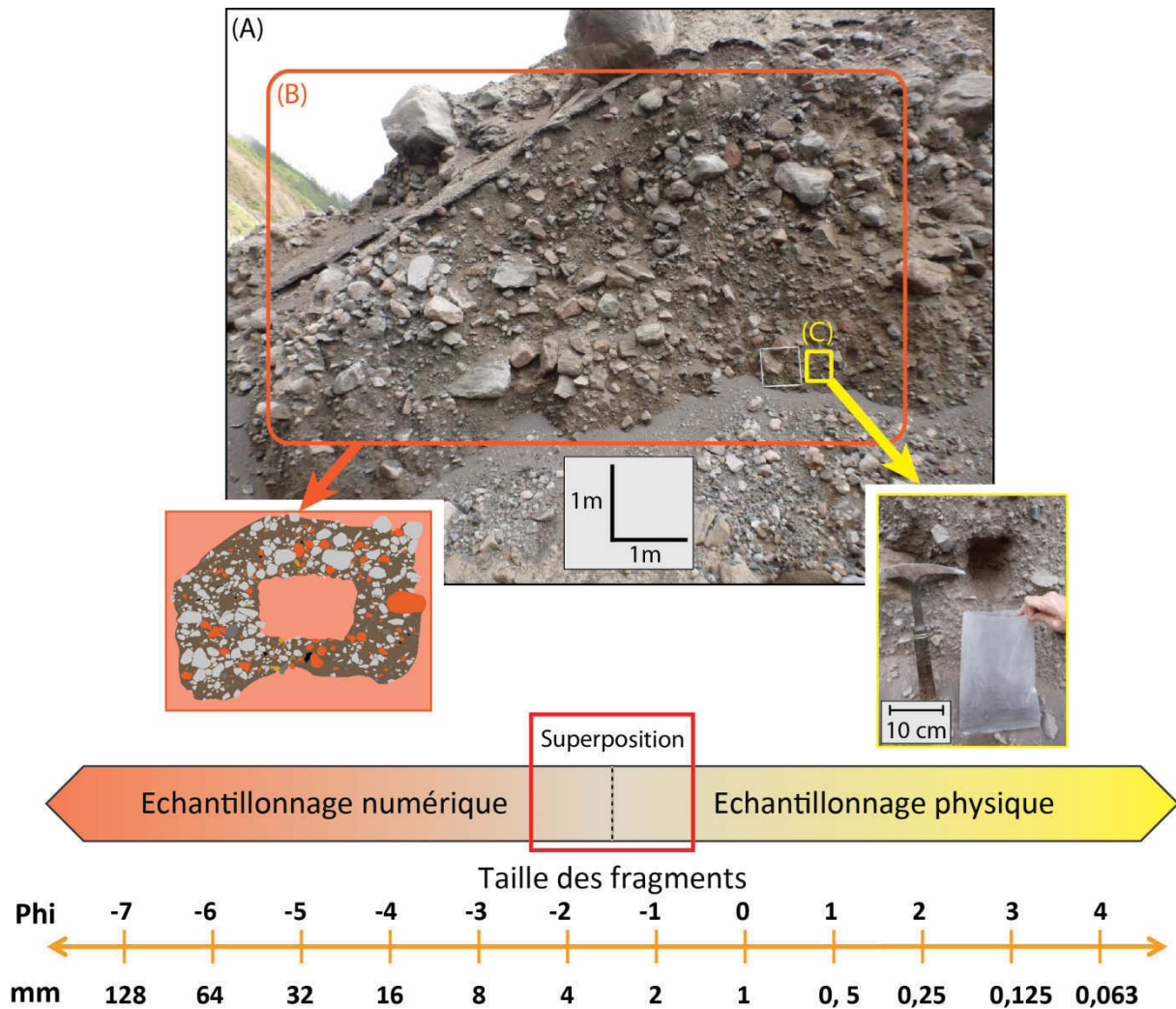


Fig. 2.3 : Illustration de la stratégie d'échantillonnage adoptée dans le cadre de cette thèse. (A) Exemple typique de dépôt d'écoulement pyroclastique de l'éruption de 2006 du Tungurahua. (B) Echantillonnage numérique sous la forme d'une image haute résolution du dépôt dans le but de documenter sa fraction grossière. (C) Echantillonnage physique de la fraction fine des dépôts, selon un rectangle de 10x10 cm. Cette stratégie permet de documenter l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts d'écoulements pyroclastiques.

2.2.B. Principes et applications de l'analyse d'image

Le but de l'analyse d'image est d'obtenir des données quantitatives d'objets échantillonnés selon une coupe, c'est-à-dire sur un support 2D. Cet outil puissant, qui présente des avantages évidents (notamment logistiques) pour documenter les fractions grossières des dépôts, a été appliquée dès les années 1950 à l'étude des sédiments fluviaux (ex : *Wolman, 1954 ; Wohl et al., 1996*), puis à celle des produits pyroclastiques (ex : *Kellerhals et Bray, 1971 ; Boudon et al., 1993*). Il n'est cependant pas possible d'interpréter directement les données 2D en 3D à cause des biais de coupe et de probabilité d'intersection inhérent au support 2D de l'information (*Sahagian et Proussevitch, 1998 ; Shea et al., 2010*). Les particules visibles sur les images n'apparaissent en effet

qu'au hasard de la coupe et ne présentent ainsi qu'une proportion aléatoire de leurs surfaces. Les dimensions apparentes mesurées sur les images 2D n'ont ainsi que très peu de chance de représenter les dimensions maximales des particules (*De Hoff et Rhines, 1972 ; Sahagian et Proussevitch, 1998 ; Jutzeler et al., 2012*). De plus, lorsqu'un dépôt à granulométrie polydisperse est recoupé de manière aléatoire (comme c'est le cas pour les dépôts d'écoulements pyroclastiques), la probabilité d'intercepter des particules grossières est plus grande que celle de recouper des particules fines : les populations 2D ont donc tendance à surestimer les gros objets par rapport aux plus petits (*Sahagian et Proussevitch, 1998*). La méthode très répandue qui consiste à projeter les particules en 2D sur une grille de dimension connue afin de mesurer précisément leurs axes longs apparents (ou une moyenne sur quelques clastes), et à utiliser ces données comme proxy pour reconstruire la granulométrie du dépôt (ex : *Kellerhals et Bray, 1971 ; Boudon et al., 1993 ; Alvarado et Soto, 2002 ; Karátson et al., 2002 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2008 ; 2011 ; Brand et al., 2014*) est donc en partie biaisée. La méthode de granulométrie optique proposée par *Sarocchi et al. (2005 ; 2011)*, qui consiste à surimposer des lignes parallèles à une image donnée, puis à projeter les limites des fragments sur ces lignes, et à considérer que le ratio entre la taille des différents segments et la taille totale de la ligne est proportionnel au pourcentage volumique de clastes dans le dépôt fait aussi implicitement l'hypothèse que les dimensions apparentes des particules sont égales aux dimensions réelles et ne corrige donc pas les effets de coupe. Seule la technique de *Jutzeler et al. (2012)* développée très récemment poursuit le même objectif que la méthode proposée dans cette thèse, et montre la nécessité d'utiliser des corrections mathématiques pour corriger les biais inhérents au support 2D des données.

La méthode intégrée d'analyse d'image développée dans le cadre de cette thèse a ainsi pour buts d'améliorer la conversion 2D-3D des données issues de l'analyse d'image en corrigeant les biais inhérents au support 2D de l'information, et de proposer des méthodes de conversion en volume (puis en masse) qui tiennent à la fois compte de la nature, de la densité et de la proportion de chaque type de claste contenu dans les dépôts. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à la conversion 2D-3D des particules (i.e. en volume), qui repose sur quatre grandes étapes : 1) l'acquisition, 2) la vectorisation, 3) le traitement et 4) la conversion stéréologique des données 2D extraites d'images numériques haute résolution. Ces différentes étapes vont être décrites ci-dessous, après un bref rappel sur la nature des images numériques. Les conversions en masse reposent en grande partie sur la nature et les proportions des constituants des dépôts et seront ainsi décrites dans la *section 2.2.C* de ce mémoire.

2.2.B.a Nature des images numériques

Une image numérique est obtenue par la transcription d'un signal analogique (intensité de lumière par exemple) en un code numérique. L'information reçue par l'appareil photographique est discrétisée sur une trame (ou matrice) de taille variable selon un intervalle de valeurs généralement compris entre 0 et 255, et ce pour chacune des 3 teintes de bases de l'espace colorimétrique RVB (Rouge, Vert, Bleu) utilisé. Une image numérique doit donc être considérée comme une matrice composée d'un nombre variable de colonnes et de lignes, et dont les cases (les pixels) portent chacun trois valeurs de teintes, appelées comptes numériques (Fig. 2.4).

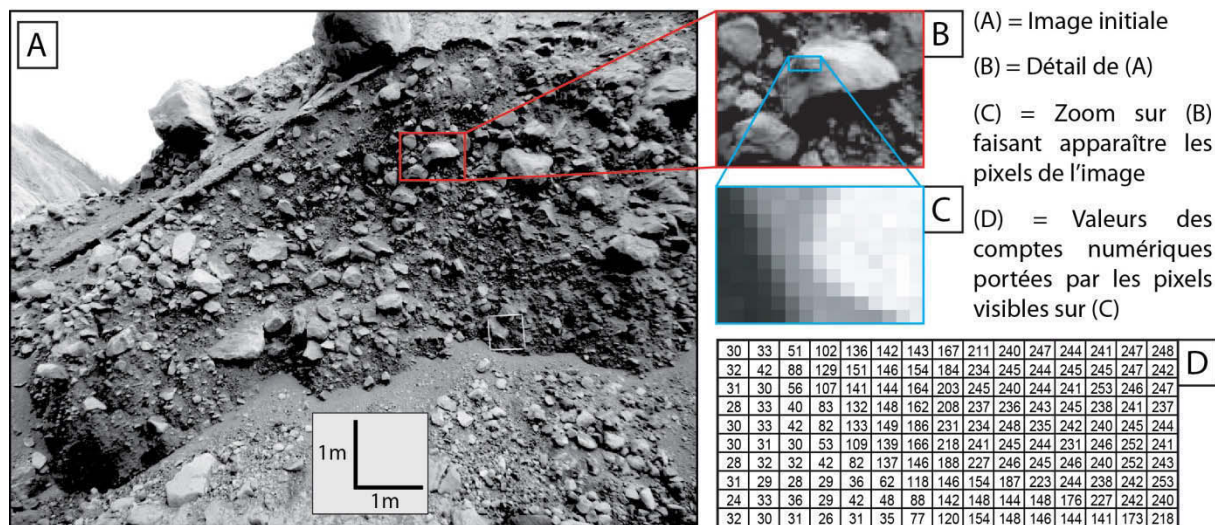


Fig. 2.4 : Exemple de matrice des comptes numériques d'une image haute résolution montrant un des dépôts pyroclastiques de l'éruption de 2006. Pour plus de simplicité, l'espace colorimétrique est en niveau de gris dans cet exemple.

Le nombre de pixels rapporté à la taille de l'image définit sa résolution : plus ce nombre est élevé, plus la résolution de l'image sera bonne, mais plus le poids du fichier qui la porte sera important. Dans cette étude, les images numériques ont une taille de 4000*3000 px. Le format de l'image et l'extension du fichier (.tiff, .jpeg, .gif, etc) représentent la manière dont est stockée l'information dans le fichier. Des formats utilisant des méthodes de compression pouvant entraîner une perte d'information sont souvent utilisés (par exemple le Jpeg) mais sont à exclure de toute procédure de traitement d'image. Le format Tiff est plus lourd que le Jpeg mais n'entraîne pas de dégradation de l'image numérique originelle, ce qui est idéal pour l'étude menée ici. Une image numérique contient ainsi un très grand nombre d'informations portées par les comptes numériques des pixels (dans notre cas, les images contiennent $4000 \times 3000 \times 256^3$ comptes numériques). Il est donc important de simplifier, de trier et de classer ces informations afin de ne conserver que les éléments utiles à notre problématique.

2.2.B.b Acquisition des images haute résolution

La sélection des images numériques haute résolution sur le terrain et l'acquisition associée est contrôlée en grande partie par les conditions d'affleurement. Il est important de respecter certaines règles lors de cette phase critique de l'étude, de manière à faciliter le travail fastidieux de traitement qui s'en suit. Des tests menés au cours de cette thèse permettent de formuler des recommandations générales et de définir des critères de base permettant d'obtenir une qualité d'image numérique optimale.

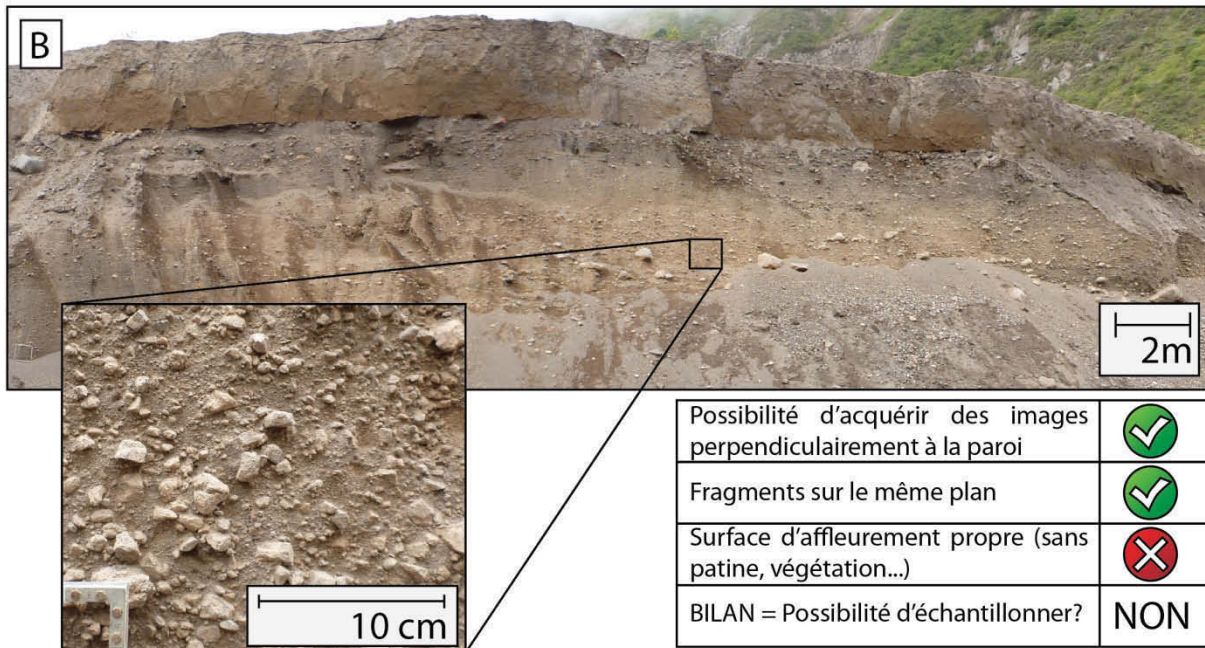
La surface de l'affleurement doit être la plus plane possible afin de limiter au maximum les effets de profondeur de champ et de distorsion liés à la prise de vue. Les parois des ravines qui entaillent les dépôts remplissent particulièrement bien cette condition et les affleurements sont généralement subverticaux et présentent des parois remarquablement planes (Fig. 2.5). Afin de faciliter le travail ultérieur de reconnaissance des clastes, seuls les affleurements propres, c'est-à-dire sans patine, dépôt cendreuse de surface ou végétation doivent être sélectionnés en priorité (Fig. 2.5). Bien que les produits aient moins de 6 ans au moment de l'échantillonnage, le climat équatorien est très favorable à une repousse rapide de la végétation, ce qui empêche d'avoir une qualité d'affleurement satisfaisante dans certains cas. Un nettoyage des affleurements se révèle être pénalisant du point de vue du contraste entre les différents fragments, sans doute à cause des particules fines qui adhèrent à la surface des clastes, et est donc à proscrire.

Des précautions doivent aussi être respectées pour les prises de vues en elles même. L'appareil photo utilisé (un Panasonic Lumix DMC-FT3) est robuste, et peut être utilisé sans risque dans des environnements humides et poussiéreux tels que ceux rencontrés dans les ravines du Tungurahua. Il présente l'avantage d'avoir une haute résolution (12 Mpx) et une optique fixe qui limite les déformations liées à l'objectif. L'utilisation d'une focale courte (28 mm) permet de cadrer des objets rapprochés dont on ne peut pas s'éloigner, ce qui est utile dans le cas des ravines encaissées et étroites où se situent les affleurements étudiés.

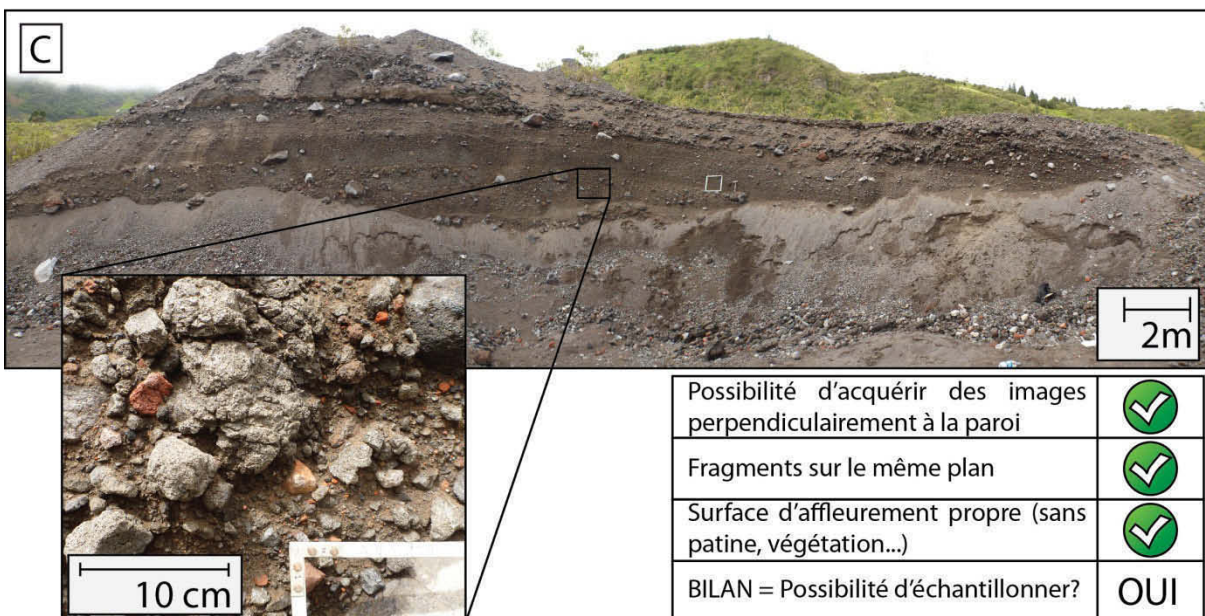
Afin de minimiser les déformations optiques, la visée doit se faire perpendiculairement à la surface d'affleurement (Fig. 2.5). Une échelle de taille connue doit être visible sur toutes les images afin de pouvoir calibrer ultérieurement les dimensions des fragments entre les différents clichés. Un cadre métallique gradué de 45x45 cm a été ici utilisé à ces fins (Fig. 2.5), ce qui permet aussi de contrôler la présence de distorsions optiques sur les images. Le cadre doit être disposé parallèlement au plan d'échantillonnage et si possible placé dans une zone de l'affleurement à l'intérêt limité. Au cours de cette étude, il est apparu que la qualité des images numériques dépend aussi des conditions météorologiques.



Possibilité d'acquérir des images perpendiculairement à la paroi	✗
Fragments sur le même plan	✗
Surface d'affleurement propre (sans patine, végétation...)	✓
BILAN = Possibilité d'échantillonner?	NON



Possibilité d'acquérir des images perpendiculairement à la paroi	✓
Fragments sur le même plan	✓
Surface d'affleurement propre (sans patine, végétation...)	✗
BILAN = Possibilité d'échantillonner?	NON



Possibilité d'acquérir des images perpendiculairement à la paroi	✓
Fragments sur le même plan	✓
Surface d'affleurement propre (sans patine, végétation...)	✓
BILAN = Possibilité d'échantillonner?	OUI

Fig. 2.5 : Exemples d'affleurements de dépôts pyroclastiques de l'éruption de 2006 et critères ayant été utilisés pour déterminer si l'échantillonnage numérique est possible.

Des tests effectués sur le terrain indiquent qu'un temps clair mais couvert est idéal pour accentuer les contrastes entre les clastes tout en ne saturant pas le capteur avec trop de lumière. Une pluie ou un léger brouillard ajoutent du flou sur les clichés, tandis qu'un soleil direct sur l'affleurement provoque des effets d'ombres (notamment pour les clastes en saillie) qui rendent plus difficile la reconnaissance ultérieure des contours des fragments lors de la vectorisation des images en laboratoire. Ainsi, seuls 27 des 33 sites d'échantillonnage physique des dépôts ont pu être traités par analyse d'image.

Afin de documenter la gamme granulométrique la plus large possible, des images numériques haute résolution ont été acquises à des distances différentes d'un même affleurement (Fig. 2.6). Cette stratégie d'acquisition novatrice permet de documenter les fractions grossières sans limite supérieure de taille. L'éloignement maximal permet en effet d'obtenir un nombre statistiquement important et représentatif de clastes grossiers, tandis que les clichés rapprochés permettent de visualiser des clastes de taille réduite (jusqu'à -1ϕ , 2 mm). Le terme « **échantillon numérique** » utilisé par la suite désigne ainsi l'ensemble des images numériques haute résolution d'un même affleurement, acquises à des niveaux de grossissement différents.

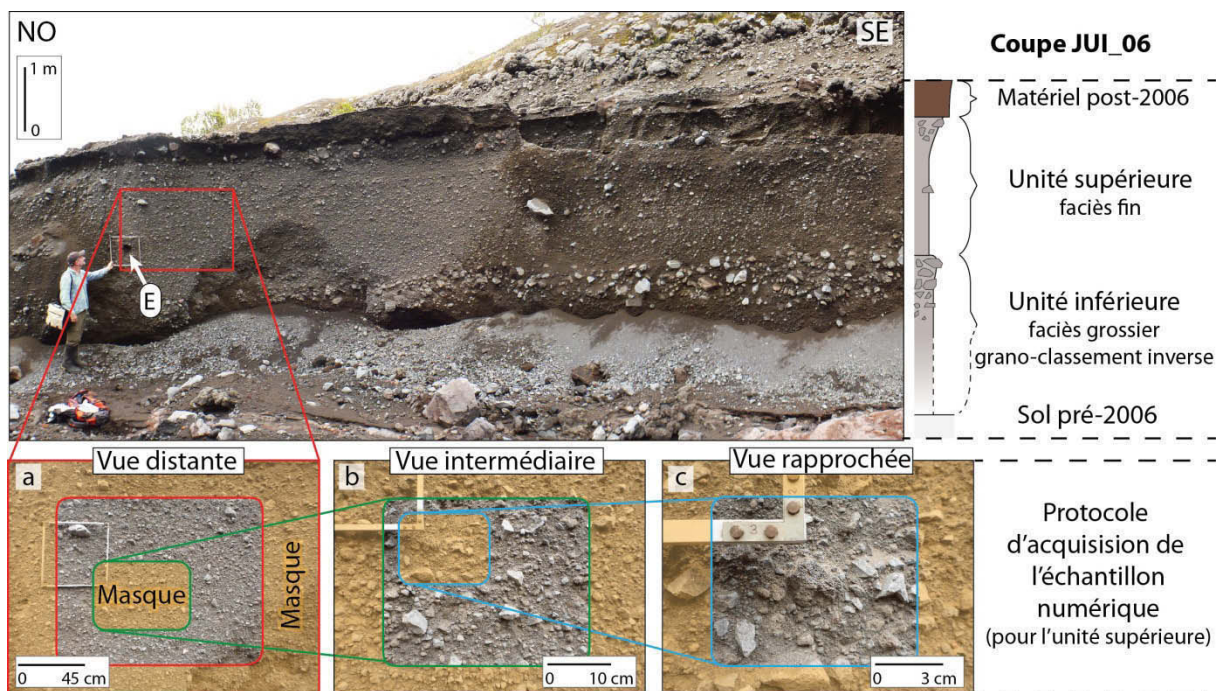


Fig. 2.6 : Dépôts d'écoulements pyroclastiques typiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua et log stratigraphique associé. La stratégie d'acquisition des images numériques hautes résolutions est illustrée par les images (a), (b) et (c) acquises à des distances différentes de l'affleurement. Les masques d'exclusion (utilisés pour éviter un double comptage des clastes et s'assurer de l'absence de déformation optique) sont aussi visibles en (a), (b) et (c). Notez enfin la position de l'échantillon physique prélevé dans le dépôt, signalé par le symbole **E** et celle du cadre métallique utilisé comme échelle, présent sur l'ensemble des images.

2.2.B.c Vectorisation

La vectorisation (aussi appelée segmentation dans certaines études) d'une image numérique est l'opération qui consiste à transformer l'image-source matricielle (possédant un grand nombre de comptes numériques différents, voir 2.2.B.a) en une image vectorielle, où chaque vecteur est caractérisé par une seule valeur de compte numérique (Fig. 2.7). Une segmentation multiple a été appliquée aux images numériques hautes résolutions traitées afin d'isoler les différents groupes d'objets utiles à l'étude (et qui sont ici les différentes familles de constituants lithologiques, voir 2.2.C). Ces images simplifiées pourront ensuite être traitées avec des logiciels d'analyse d'image afin d'extraire des données quantitatives sur ces populations d'objets vectorisés.

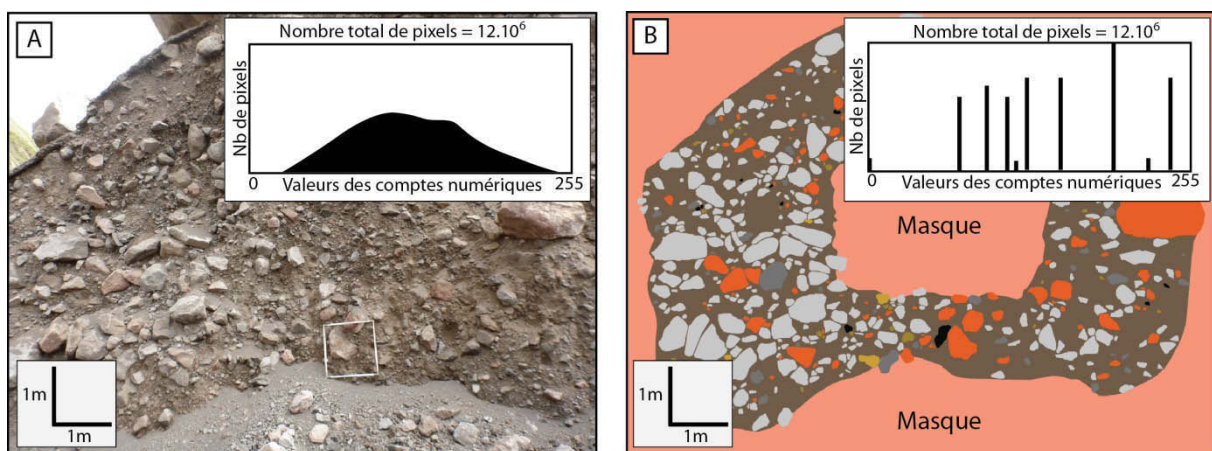


Fig. 2.7 : Exemple typique d'image numérique haute résolution traitée dans le cadre de cette thèse. Notez les histogrammes représentant la répartition des comptes numériques portés par les pixels dans le cas d'une image brute (A) et d'une image vectorisée (B). Les couleurs de l'image vectorisée correspondent aux différentes natures lithologiques (voir 1.2.D) des clastes des dépôts.

Des masques ont été appliqués sur les images afin d'exclure leurs bordures, qui sont potentiellement les parties les plus optiquement déformées, du procédé d'analyse. Certaines études corrigent les déformations (ex : *Sarocchi et al., 2011*) mais le nombre important de clastes et la stratégie à différents grossissements employés dans cette étude permet d'utiliser des masques sans diminuer de manière significative les populations statistiques de fragments. De plus, ces masques ont aussi pour but d'éviter de compter deux fois un même objet apparaissant sur deux images différentes acquises à des distances différentes de l'affleurement. Cette précaution permet d'éviter de fausser les proportions de constituants ou les distributions granulométriques des dépôts. La surface totale analysée S_A de l'image correspond ainsi à la taille initiale de l'image moins la taille des masques appliqués (Fig. 2.7).

La vectorisation est l'étape essentielle du processus de traitement d'image car elle permet l'individualisation des objets utiles à l'étude. Il s'agit cependant de l'opération la plus fastidieuse du

processus global d'analyse d'image (ex : *Shea et al., 2010 ; Jutzeler et al., 2012*). Bien qu'il existe des programmes semi-automatiques ou automatiques de vectorisation et de reconnaissance d'objets (ex : *Pal et Pal, 1993 ; Prousevitch et Sahagian, 2001 ; van den Berg et al., 2002*), ces derniers ne fonctionnent de manière satisfaisante que dans le cas où les contrastes entre les fragments sont suffisamment importants (ex : images MEB), ce qui n'est pas le cas des images acquises lors de cette étude (Fig. 2.7). La détection automatique des bordures des objets ou l'attribution automatique d'une lithologie à un pixel donné est donc inatteignable ici. La vectorisation des fragments contenus dans les dépôts a ainsi été réalisée manuellement à l'aide du logiciel de retouche photo Adobe Photoshop©. Le temps nécessaire à la vectorisation dépend du faciès du dépôt, de la taille de la zone à analyser et de l'expérience de l'opérateur. Il faut en moyenne entre 3 et 6 heures à un utilisateur expérimenté pour traiter entièrement une image, depuis la définition du masque jusqu'à la vectorisation complète. Malgré des opérations de routines, astuces et autres raccourcis du logiciel Adobe Photoshop©, le contourage des objets est clairement la phase du processus de traitement d'images qui nécessite le plus de temps. Une fois que tous les fragments reconnaissables d'une image sont individualisés, l'image est enregistrée au format Tiff et est prête pour la phase de traitement (*voir section suivante*). La proportion de l'image numérique composée de grain trop petits pour que leur nature lithologique puisse être reconnue est appelée « fond non-déterminé », et sera prise en compte par la suite (*voir sections 2.2.D et 2.2.E*).

2.2.B.d *Traitement*

Les images numériques vectorisées sont traitées avec le logiciel d'analyse texturale SPO (pour Shape Preferred Orientation ; *Launeau et Robin, 1996 ; Launeau, 2004*). Ce logiciel est simple d'utilisation et permet d'extraire de nombreux paramètres pour chacun des objets de l'image isolés précédemment. Le principal paramètre utilisé lors de cette étude sera l'aire des fragments, simplement exprimée par la somme des pixels qui forment l'objet. SPO permet bien entendu d'obtenir d'autres types d'informations, tels que l'orientation préférentielle des objets, les dimensions des axes apparents d'ellipsoïdes représentant les objets ou des paramètres de formes, mais ces données ne seront pas utilisées dans le cadre de cette thèse. Les grandeurs données par SPO sont en pixels et doivent donc être converties en centimètres de manière à homogénéiser les mesures entre les différentes images d'un même échantillon numérique et à pouvoir comparer les différents échantillons entre eux. Le cadre métallique gradué de dimensions connues (45x45cm) qui apparaît sur toutes les images est utilisé comme échelle commune de calibration lors de la conversion, tel que :

$$A_a = A_{px} \times x_{px \rightarrow cm}^2 \quad (2.1)$$

avec A_a l'aire apparente (2D) des particules en centimètre, A_{px} l'aire apparente des particules en pixels et $x_{px \rightarrow cm}$ le facteur de conversion des pixels en centimètres. Ce dernier est obtenu en mesurant plusieurs fois la dimension en pixels du cadre métallique sur l'image et en ramenant celle-ci en centimètres.

2.2.B.e Conversions stéréologiques

Afin de convertir les données 2D en 3D, nous avons choisi ici d'utiliser le procédé de conversion stéréologique de *Sahagian et Prousevitich (1998)*, développé et appliqué notamment par *Shea et al. (2010)* à l'étude des vésicules. Cette méthode présente l'avantage de corriger mathématiquement les biais inhérents à l'utilisation d'un support 2D pour l'échantillonnage et permet de déterminer statistiquement le nombre de particules d'une certaine taille dans un volume donné à partir du nombre et de la taille apparente des particules visibles sur une coupe 2D de ce volume (*Sahagian et Prousevitich, 1998*). La méthode mathématique de conversion repose sur l'hypothèse de particules sphériques (*Sahagian et Prousevitich, 1998 ; Shea et al., 2010*). Cette technique stéréologique ne s'applique que dans la mesure où des données de base (i.e. celles à corriger) sont disponibles dans un espace de dimension inférieur à l'espace de dimension dans lequel on souhaite travailler (*Lantuéjoul, 2008*), ce qui est le cas de nos images numériques haute résolution, qui contiennent des données 2D que l'on veut convertir en 3D.

La phase de traitement des images numériques permet de mesurer les aires apparentes A_a de chacun des fragments qu'elles contiennent. Ces dernières sont utilisées pour déterminer le diamètre apparent d_a équivalent à celui d'une sphère d'aire A_a pour chacune des particules, tel que :

$$d_a = \sqrt{\frac{4A_a}{\pi}} \quad (2.2)$$

Des classes granulométriques sont ensuite définies entre 0,05 et 62,95 cm afin de grouper les fragments en fonction de leur taille. Ces intervalles sont déterminés de manière à correspondre aux « boîtes géométriques » de *Sahagian et Prousevitich (1998)* où chaque boîte est $10^{0,1}$ fois plus petite que la précédente. Ces auteurs notent en effet que la configuration géométrique (i.e. en log) est plus indiquée lorsque la répartition des tailles des particules est importante, comme c'est le cas pour les dépôts d'écoulements pyroclastiques, et permet une meilleure représentation des populations les plus fines par rapport à une configuration en boîtes « linéaires » (i.e. avec des intervalles de tailles égales).

Le nombre de fragments présents sur la surface analysée S_A possédant un diamètre d_a compris dans une boîte de taille i donnée est compté automatiquement de manière à définir la

densité surfacique N_{Ai} des clastes (Sahagian et Prousevitch, 1998 ; Shea et al., 2010). Cette densité surfacique représente le nombre d'individus de taille i par unité de surface et est exprimée en cm^{-2} . Les différents N_{Ai} extraits d'une image donnée mettent en évidence la répartition granulométrique apparente (2D) des clastes à l'échelle de cette image (Fig. 2.8). Les données issues des différentes images d'un même échantillon numérique acquises à différents grossissements doivent ainsi être fusionnées de manière à obtenir la distribution granulométrique apparente sur l'ensemble de l'échantillon. La technique de fusion adoptée dans cette étude est la méthode de coupure de « minimisation du ΔN_A » développée par Shea et al. (2010). Cette solution, illustrée sur la figure 2.8, consiste à passer d'une courbe de N_A (représentant une image) à une autre (représentant une autre image prise à un grossissement différent) en minimisant l'écart sur saut entre ces dernières. Il s'avère que cette méthode de fusion est la plus fiable disponible (Shea et al., 2010)

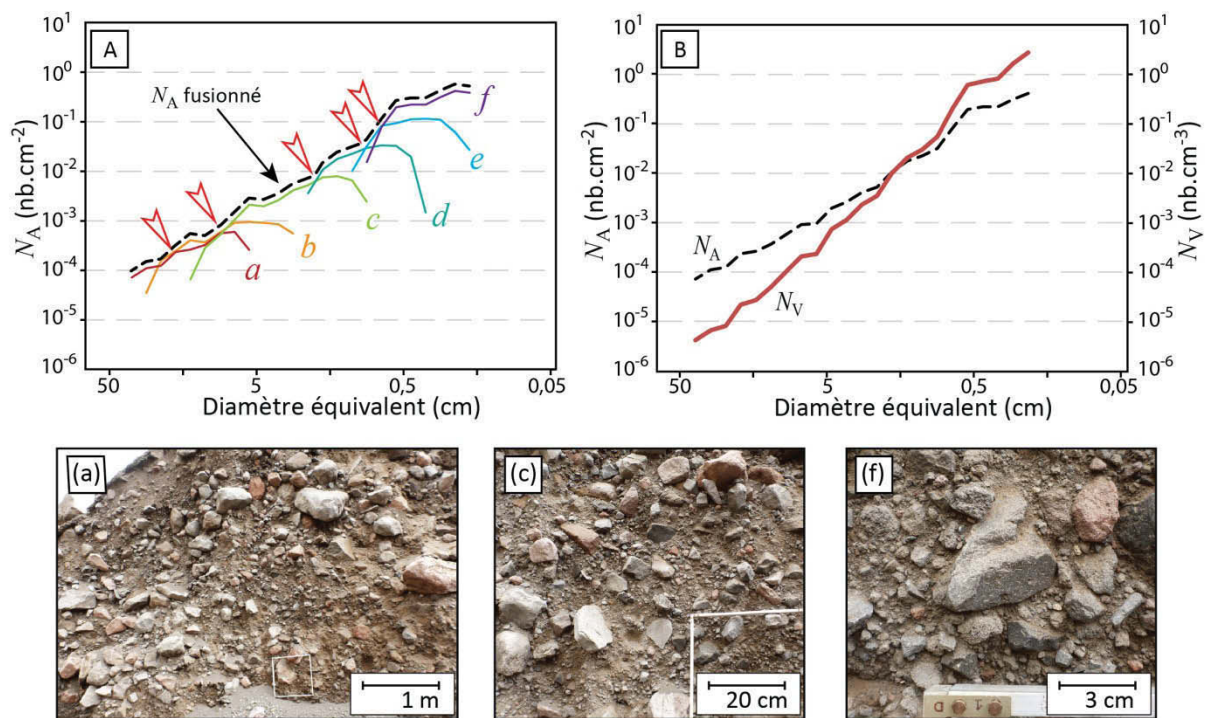


Fig. 2.8 : (A) Exemple de courbes de distribution de densité surfacique N_A obtenues pour différentes images (de a à f) d'un même échantillon numérique, et détail de la méthode de fusion entre les différents N_A utilisée pour reconstruire la courbe de densité surfacique totale de l'échantillon (voir aussi Shea et al., 2010). Les flèches représentent les points où le saut de coupure (ΔN_A) entre les courbes issues d'images acquises à différents grossissements est minimisé. Les courbes a, c et f de (A) sont extraites des images brutes portant les mêmes lettres. (B) Comparaison des courbes de densités surfaciques (N_A) et volumiques (N_V) pour l'échantillon illustré en (A).

Une fois que l'ensemble des densités surfaciques N_A d'un échantillon numérique donné sont fusionnées, les équations stéréologiques développées par Sahagian et Prousevitch (1998) permettent de calculer la densité volumique N_{Vi} d'objets de taille i présents par unité de volume

(Fig. 2.8). La probabilité d'intersection P_i d'objets sphériques contenus dans des boîtes de taille i donnée selon leur axe long est utilisée pour corriger l'effet de coupe. Cette taille i représente en réalité un Δ_i , qui dépend de la configuration géométrique des classes choisie. La hauteur moyenne projetée \bar{H}' de *Underwood (1970)*, qui correspond au diamètre caractéristique des particules de chacune des boîtes de taille i , est utilisée pour corriger la probabilité d'intersection.

Dans le détail, la méthode de *Sahagian et Prousevitch (1998)* consiste à calculer en premier lieu l'espace occupé par les particules les plus grossières dans un volume donné puis à calculer l'espace occupé par les particules de tailles inférieures dans le volume restant et ainsi de suite jusqu'aux particules les plus petites visibles sur l'image. D'un point de vue mathématique, cela revient à calculer tout d'abord la densité volumique N_{V1} des objets les plus gros contenus dans un volume donné. Si P_1 est la probabilité que toutes ces particules grossières soient interceptées selon leur axe long, il est possible d'écrire que :

$$N_{A1} = N_1 \times P_1 \quad (2.3)$$

avec N_{A1} la densité surfacique mesurée des clastes dans la boîte géométrique n°1 (la plus grande) et N_1 la densité surfacique produite par une coupe 2D aléatoire de la famille de clastes N_{V1} . *Underwood (1970)* relie la densité volumique N_V d'une famille de clastes de taille donnée à la densité surfacique N_i d'une coupe 2D aléatoire de ce volume grâce au paramètre \bar{H}' , tel que :

$$N_{Vi} = \frac{N_i}{\bar{H}'_i} \quad (2.4)$$

Ce qui revient juste à dire que le volume occupé par une famille de particules de taille donnée est égal à leur empreinte surfacique sur l'image divisée par leur diamètre caractéristique \bar{H}' . Dans le cas de la famille la plus grossière visible sur l'image, on a donc :

$$N_{V1} = \frac{N_1}{\bar{H}'_1} \quad (2.5)$$

N_1 représente une coupe aléatoire de la famille N_{V1} et est ainsi inconnu. En isolant N_1 dans l'éq. (2.3), on obtient cependant $N_1 = N_{A1}/P_1$. Cette relation peut être réintroduite dans l'éq. (2.5) de manière à calculer la densité volumique N_{V1} des plus gros fragments présents dans l'image analysée :

$$N_{V1} = \frac{N_{A1}}{\bar{H}'_1} \times \frac{1}{P_1} \quad (2.6)$$

Ce qui s'écrit aussi (*Underwood, 1970 ; Sahagian et Prousevitch, 1998 ; Shea et al., 2010*) :

$$N_{V1} = \frac{1}{P_1} \frac{N_{A1}}{\bar{H}'_1} \quad (2.7)$$

La fraction volumique des objets de plus petite taille est plus délicate à prendre en compte car leur densité surfacique apparente N_{Ai} est formée à la fois par des objets de la classe i considérée recoupés selon leur axe long et par des coupes aléatoires d'objets plus grossiers qui sont présents par hasard dans la boîte i . Ainsi pour calculer la densité volumique N_{V2} des fragments de la seconde boîte, il faut tout d'abord déterminer le nombre de fragments de la classe n°1 recoupés de telle manière que leur taille apparente corresponde à la classe n°2, puis soustraire cette quantité à la densité volumique des objets de la seconde classe obtenue à partir de la densité surfacique N_{A2} , ce qui s'écrit :

$$N_{V2} = \frac{1}{P_1 \bar{H}'_2} (N_{A2} - N_{A1/2}) \quad (2.8)$$

avec $N_{A1/2}$ la densité surfacique des objets appartenant à la classe n°1 et n'étant dans la classe n°2 qu'à la faveur d'une coupe aléatoire, et \bar{H}'_2 le diamètre caractéristique des particules de la classe n°2. P_1 reste la même car la probabilité de recouper une sphère d'une classe donnée selon son diamètre maximum ne change pas (*Sahagian et Prousevitich, 1998*). Si on appelle P_2 la probabilité que des objets de la classe n°1 soient recoupés de telle manière à ce qu'ils possèdent un diamètre apparent appartenant à la classe n°2, on peut écrire que

$$N_{V1} = \frac{1}{P_2} \frac{N_{A1/2}}{\bar{H}'_1} \quad (2.9)$$

En isolant le terme $N_{A1/2}$ de l'équation (2.9) et en le remplaçant dans l'équation (2.8), la densité volumique totale N_{V2} des objets de la boîte 2 s'écrit :

$$N_{V2} = \frac{1}{P_1 \bar{H}'_2} (N_{A2} - N_{V1} P_2 \bar{H}'_1) \quad (2.10)$$

Le principe est le même pour la boîte n°3 : la densité surfacique N_{A3} des objets de la boîte est utilisée pour calculer leur densité volumique N_{V3} à laquelle il faut soustraire la probabilité que les objets contenus dans celle-ci soient issus de sections aléatoires de clastes grossiers contenus dans les deux boîtes précédentes, ce qui s'écrit :

$$N_{V3} = \frac{1}{P_1 \bar{H}'_3} (N_{A3} - N_{V2} P_2 \bar{H}'_2 - N_{V1} P_3 \bar{H}'_1) \quad (2.11)$$

Le principe se répète jusqu'à atteindre la n^{ième} et dernière boîte, c'est à dire celle contenant la plus petite particule visible sur l'image. Cette succession de calculs se résume ainsi de la manière suivante (*Sahagian et Prousevitch, 1998*) :

$$N_{V_i} = \frac{1}{P_1 \bar{H}_i'} \left(N_{A_i} - \sum_{x=1}^{x=i-1} P_{j+1} \bar{H}_{j+1}' N_{V_{(i-j)}} \right) \quad (2.12)$$

Ce qui revient à dire que chaque densité volumique N_{V_i} de fragments contenus dans une boîte de taille i donnée peut se calculer sur la base de la densité volumique $N_{V_{(i-1)}}$ de la boîte de taille précédente (en ordre décroissant), des probabilités d'intersection, et des dimensions caractéristiques des particules contenues dans les différentes boîtes (*Sahagian et Prousevitch, 1998*).

La proportion volumique finale V_{f_i} des clastes contenus dans une fraction granulométrique i du dépôt se calcule en multipliant la densité volumique N_{V_i} des clastes contenus dans i par le volume moyen V_i d'une particule de la boîte considérée :

$$V_{f_i} = N_{V_i} \times V_i \quad (2.13)$$

Le nombre important d'images numériques qui forment un échantillon numérique donné permet d'extraire une population importante d'objets, même dans les fractions grossières des populations. Comme recommandé par *Shea et al. (2010)*, nous avons retiré du processus de conversion stéréologique les populations inférieures à 30 clastes afin d'être statistiquement représentatif. Pour finir, les proportions volumiques V_{f_i} exprimées en fonction des différentes boîtes géométriques de *Sahagian et Prousevitch (1998)* sont converties selon l'échelle ϕ , plus couramment utilisée en granulométrie (avec $\phi = -\log_2(d)$, avec d diamètre de la particule en mm, *Krumbein 1938*).

2.2.B.f Estimation de l'incertitude

Il est important de quantifier l'incertitude liée aux différentes étapes de la méthode d'analyse d'image proposée dans ce mémoire. La première source d'incertitude concerne la qualité de l'image numérique de base, et notamment la présence ou non de distorsion optique. Le cadre métallique gradué utilisé comme échelle sur toutes les images permet de vérifier l'importance de la déformation et d'appliquer des masques le cas échéant afin de réduire drastiquement l'incertitude associée à la qualité de l'image numérique initiale.

L'étape de vectorisation est quant à elle entachée d'une incertitude qui correspond à la précision du détourage des différents fragments, c'est-à-dire la rigueur avec laquelle sont définies les bordures des objets vectorisés. Le très grand nombre d'objets individualisés manuellement lors de cette thèse (≈ 60000) implique de trouver le bon compromis entre rapidité et précision de vectorisation. Pour évaluer l'incertitude associée à cette précision, nous allons raisonner en termes

de « pixels erronés ». Un pixel erroné désigne un pixel appartenant au fragment et non pris en compte lors de la vectorisation, ou un pixel du fond non-déterminé faussement rajouté à celui-ci. L'erreur commise en attribuant un pixel erroné à un objet donné sera différente en fonction de la taille de ce dernier. *Shea et al. (2010)* illustrent ce problème en prenant comme exemple des objets ayant des diamètres compris entre 1 et 20 pixels (entre 1 et 314 pixels de surface). La représentation erronée d'un pixel sur ces objets entraîne une incertitude variant respectivement de 100% pour l'objet de 1 pixel de diamètre à 0,3 % pour l'objet de 20 pixels de diamètre. De manière à limiter l'impact de l'incertitude liée à la précision de détournage, nous avons choisi dans cette étude de ne conserver que les objets ayant un diamètre supérieur à 20 pixels. Cela se traduit par une incertitude de vectorisation de 3 % en prenant l'hypothèse conservatrice que 10 pixels ont pu être mal attribués au cours de la vectorisation. La seconde source d'incertitude de l'étape de vectorisation concerne l'attribution d'une lithologie aux différents fragments du dépôt et sera discutée dans la *section 2.2.C.* de ce mémoire.

Lors de la phase de traitement, le logiciel utilisé détermine les aires des différents fragments en comptant le nombre de pixels qui les constituent. L'incertitude liée à la phase de traitement réside alors dans la conversion pixel→cm des données, en d'autres termes, dans la précision avec laquelle est mesurée le cadre gradué (ou une partie du cadre) utilisé comme échelle. Plusieurs mesures successives de la taille du cadre sur les images permettent d'obtenir une valeur moyenne de calibration, retenue pour les conversions. La déviation standard par rapport à cette moyenne représente quant à elle l'incertitude, qui est dans tous les cas inférieure à 5 % pour l'ensemble des échantillons de cette étude, et égale à 1,2 % en moyenne.

Une autre source d'incertitude du processus d'analyse d'image concerne la méthode de conversion stéréologique utilisée. *Sahagian et Proussevitch (1998)* ont quantifié l'erreur associée à l'utilisation de coefficients de conversions sphériques appliqué à des particules non-sphériques. Il s'avère que l'erreur est faible dans le cas de particules ayant une forme elliptique, et devient importante pour des particules rectangulaires. Or, les particules des dépôts d'écoulements pyroclastiques sont globalement peu allongée (rapport axe long/axe court apparent moyen de 1,3) et l'incertitude lors des conversions stéréologiques est ainsi faible. Le nombre d'objets présents dans les différentes boîtes influence quant à elle de manière importante la représentativité statistique des conversions. En raisonnant de la même manière que pour les pixels erronés, si un fragment est placé dans la mauvaise boîte lors de la définition de la densité surfacique, l'incertitude correspondante sera d'autant plus grande que la population totale de la classe est petite. Ainsi, *Sahagian et Proussevitch (1998)* recommandent d'utiliser des populations supérieures à 20 individus pour rester en dessous de 5 % d'erreur si un claste est placé dans la mauvaise classe. Le nombre important de

clastes disponibles dans notre étude permet de ne sélectionner que les populations supérieures à 30 clastes, ce qui se traduit par une incertitude d'environ 3 % lors des conversions stéréologiques.

Les différentes sources d'incertitudes associées à la méthode d'analyse d'image développée dans cette thèse ont ainsi toutes été quantifiées et restent inférieures à quelques pourcents. La somme des différentes incertitudes est quant à elle inférieure à 8 %, ce qui permet d'utiliser avec un bon niveau de confiance les données obtenues ici.

2.2.C. Analyses des constituants

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, les dépôts d'écoulements pyroclastiques sont très hétérogènes d'un point de vue lithologique (ex : *Cas et Wright, 1987 ; Giordano, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Cole et al., 2005 ; Sulpizio et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*). Les différents constituants présents proviennent 1) du magma juvénile impliqué dans l'éruption 2) des fragments de l'encaissant arrachés par le magma lors de sa remontée vers la surface et 3) des clastes érodés sur le substratum par les écoulements lors de leur mise en place (voir *Chapitre 1*). L'analyse des constituants permet d'identifier et de décrire la nature des différentes familles lithologiques présentes dans les dépôts et de quantifier leurs proportions. Les principales difficultés lors de cette étape sont 1) de trouver des critères appropriés et objectifs permettant de différencier les constituants entre eux (notamment les juvéniles des non-juvéniles) et 2) d'obtenir des données en masse sur l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts (voir *Chapitre 1*).

La plupart des études disponibles se basent en effet sur le comptage manuel d'un nombre jugé comme représentatif de clastes, généralement fins ($< 4\phi$). Afin d'obtenir des données en masse, les grains sont séparés en fonction de leur classe de constituant puis pesés (ex : *Barberi et al., 1989 ; Carey et al., 2007*). Cette méthode par séparation est très fastidieuse et des techniques de comptage sans séparation, où les proportions de grains sont converties en masse en utilisant les densités spécifiques de chaque famille de constituant, ont été développées récemment (*Eychenne, 2012 ; Eychenne et Le Pennec, 2012*). Cette approche, bien que robuste pour la fraction fine et moyenne, ne permet pas de documenter les fractions grossières des dépôts. Des méthodes de comptage par point (ex : *Boudon et al., 1993*) ou d'analyse d'image (ex : *Charbonnier et Gertisser, 2011*) ont donc été utilisées pour déterminer leur masse (voir *chapitre 1*). Ces études reposent cependant sur un nombre statistiquement faible de grains (ex : < 10 , *Boudon et al., 1993*), n'utilisent pas de méthode de conversion 2D-3D adéquates (voir *2.2.B*), et ne proposent pas de correction de densité (*Sarocchi et al., 2011*), ou se servent d'une densité moyenne des dépôts (*Charbonnier et Gertisser, 2011*). Dans certains cas, les méthodes utilisées pour obtenir la composition des dépôts ne sont cependant pas détaillées ou discutées (ex : *Bourdier et al., 1898 ; Calder et al., 2000 ; Hall et al., 2013*). Il n'existe

ainsi pas de technique standard permettant d'obtenir les compositions en masse de l'ensemble de la gamme granulométrique du dépôt, et l'analyse des constituants demeure une étape laborieuse.

Or, compte tenu des forts contrastes lithologiques entre les différents constituants, les dépôts d'écoulements pyroclastiques scoriacés d'août 2006 du Tungurahua offrent une opportunité exceptionnelle de mener à bien une analyse quantitative de la composition lithologique de ce type de produits. La méthode mixte d'échantillonnage développée dans ce mémoire permet d'analyser l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts. Les densités spécifiques des différents constituants émis au cours de l'éruption de 2006 sont, de plus, disponibles dans la littérature (Eychenne *et al.*, 2012), et seront utilisées pour obtenir les proportions en masse des différentes familles lithologiques.

2.2.C.a Reconnaissance des différentes familles lithologiques

Des observations à l'œil nu et à la loupe de terrain (x5) au niveau de chaque affleurement, ainsi que sous binoculaire en laboratoire (x10 et x15), ont permis d'identifier sept familles lithologiques principales (les autres étant négligeables) qui apparaissent en proportions variables dans l'ensemble des échantillons collectés (Fig. 2.9).

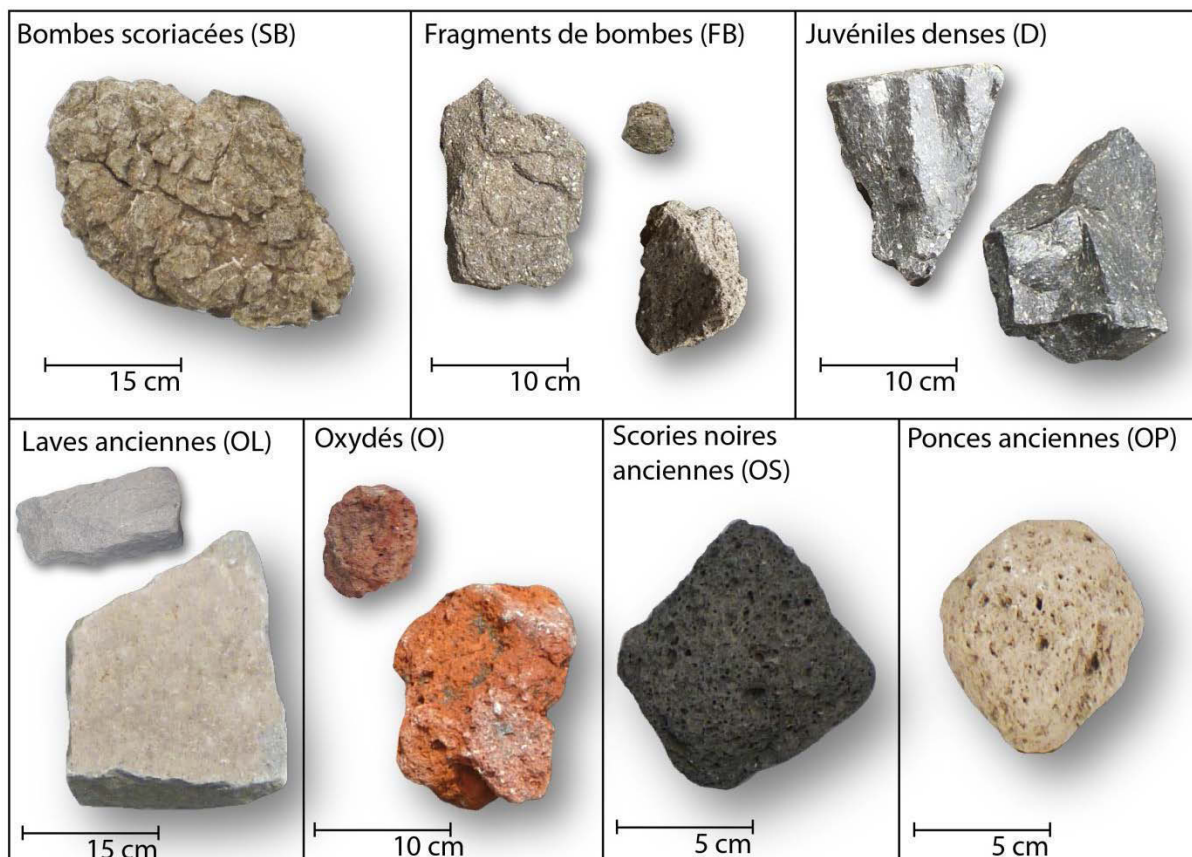


Fig. 2.9 : Illustrations des sept classes de constituants présentes dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques à cendre et scories de l'éruption de 2006 du Tungurahua.

Ces différents constituants sont (Fig. 2.9) : des bombes scoriacées (*SB*), des fragments de bombes (*FB*), des juvéniles denses (*D*), des laves anciennes (*OL*), des oxydés (*O*), des scories noires anciennes (*OS*) et des ponces anciennes (*OP*). Les critères et caractéristiques ayant été utilisés pour différencier les constituants sont l'aspect (brillance), la vésicularité, la forme et la couleur des fragments présents dans le dépôt. Un arbre de détermination (Fig. 2.10) utilisant l'ensemble de ces critères a été construite sur le terrain de manière à pouvoir être utilisée lors de la phase de vectorisation des images numériques haute résolution en laboratoire (voir 2.2.B.c).

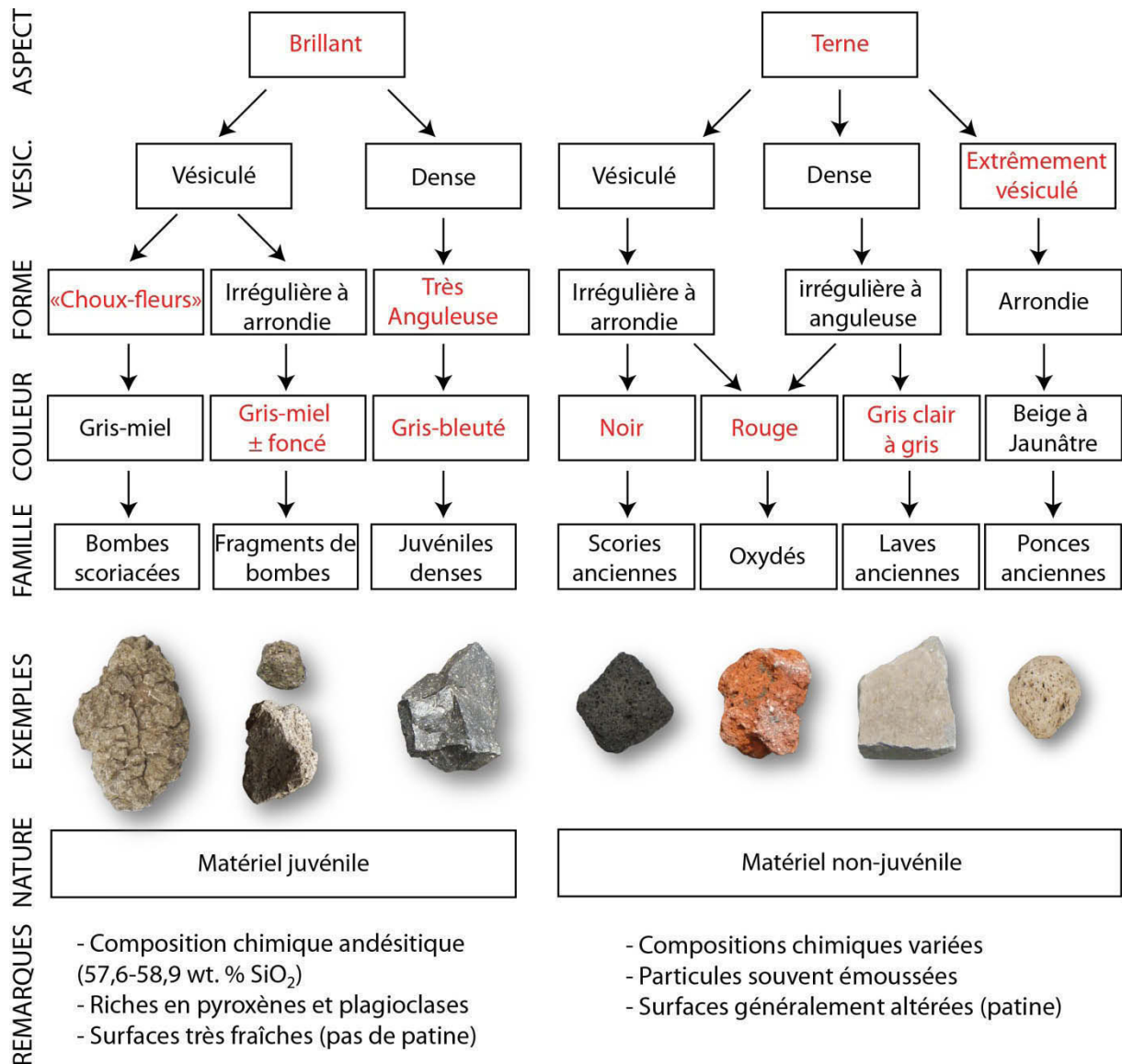


Fig. 2.10 : Arbre de détermination utilisée pour différencier les constituants des dépôts. En rouge les principaux critères exclusifs propres aux différentes familles lithologiques.

Trois des familles identifiées appartiennent à la composante juvénile des écoulements (les bombes, les fragments de bombes et les juvéniles denses) et quatre à la composante non-juvénile (les laves anciennes, les clastes oxydés, les scories noires anciennes et les ponces anciennes). La

nature juvénile des clastes est reconnaissable grâce à la couleur gris-miel caractéristique des composés scoriacés, et à la brillance et la couleur bleutée des composés denses. L'aspect extrêmement frais des deux types de constituants par rapport aux composants non-juvéniles empêche toute confusion.

2.2.C.b Proportions en masse des constituants par analyse d'image

Le but de cette section est de décrire la méthode permettant de convertir les volumes obtenus par analyse d'image en masses. Cette étape est indispensable afin de 1) pouvoir comparer les proportions des clastes entre eux en s'affranchissant des différences de vésicularité ou de densité et 2) faciliter la comparaison des données issues de l'analyse d'image avec celles obtenues par tamisage mécanique. Cette étape nécessite de connaître la composition lithologique précise des dépôts ainsi que les densités spécifiques de chacun de leur constituants.

Lors l'étape de vectorisation des images numériques (*voir 2.2.B.c*), une combinaison de comptes numériques (i.e. correspondant à une teinte) différente a été attribuée à chacune des familles lithologiques présente dans les dépôts (ex : Fig. 2.7) en utilisant l'arbre de détermination présenté précédemment. Le logiciel SPO permet de différencier les objets en fonction de leur teinte RVB (*voir 2.2.B.d*), ce qui a permis de mesurer la densité surfacique de famille de constituants au cours de la phase de traitement. Les proportions apparentes en pourcentages de particules c_{ij} des constituants j contenues dans une fraction granulométrique i donnée (exprimée ici selon l'échelle ϕ) ont ainsi pu être calculées pour l'ensemble des échantillons numériques traités. Ces dernières seront notées par la suite en utilisant la notation vectorielle de *Eychenne (2012)* où C_i représente le vecteur à sept dimensions contenant les proportions apparentes c_{ij} des différents constituants j présents dans la fraction granulométrique i :

$$C_i = (c_{iSB} \quad c_{iFB} \quad c_{iD} \quad c_{iOL} \quad c_{iO} \quad c_{iOS} \quad c_{iOP}) \quad (2.14)$$

Un vecteur d similaire à 7 dimensions regroupe quant à lui les densités spécifiques d_j des différents constituants :

$$d = (d_{SB} \quad d_{FB} \quad d_D \quad d_{OL} \quad d_O \quad d_{OS} \quad d_{OP}) \quad (2.15)$$

Le principe d'Archimède est couramment utilisé pour mesurer la densité des particules en volcanologie (*Houghton et Wilson, 1989 ; Shea et al., 2010 ; Bernard, 2011 ; Gurioli et al., 2013*). La quantité d'eau déplacée par un fragment (préalablement enveloppé dans de la paraffine isolante, *Bernard, 2011*) lors de son immersion rapporté à sa masse permet en effet d'obtenir directement sa densité. Cette méthode dite de pycnométrie à eau est à la fois simple à mettre en œuvre et peu coûteuse (*Bernard, 2011 ; Eychenne, 2012*). Afin d'obtenir la densité d'une classe de constituant j

donnée, *Eychenne (2012)* préconise de faire la moyenne des densités déterminées sur un nombre important de grains (entre 10 et 50). *Eychenne (2012)* et *Eychenne et Le Pennec (2012)* ont ainsi pu mesurer précisément les densités de chacune des familles lithologiques présentes dans le dépôt de retombées de l'éruption de 2006 du Tungurahua. Ces mêmes auteurs mettent en évidence le fait que la densité des clastes les plus fins ($< -1 \phi$) varie au sein d'une même famille de constituants mais que les densités des clastes $> -1 \phi$ restent constantes autour d'une valeur moyenne d_j . Or, l'analyse d'image ne permet de documenter que les fractions $> -1 \phi$, et il s'avère de plus que la plupart des constituants des dépôts de retombées mesurés par *Eychenne (2012)* se retrouvent aussi dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques (6 constituants sont présents sur 7). Outre le fait qu'il s'agisse de la même éruption, il s'avère que les écoulements pyroclastiques se sont formés à partir des mêmes produits juvéniles que ceux entraînés par le panache éruptif étudié par *Eychenne (2012)*. Les mécanismes de formation des écoulements seront discutés en détail dans le troisième chapitre de ce mémoire). Les valeurs des densités moyennes mesurées par *Eychenne (2012)* sur les produits de la retombée de 2006 peuvent ainsi être raisonnablement utilisées pour les conversions en masses (tableau 2.1). La densité des juvéniles denses a été fixée à partir de celle d'un magma andésitique (i.e. de composition similaire à celui émis en août 2006) non vésiculé issue de la littérature (*Clark, 1966 ; Bottinga et Weill, 1970*), et qui est compatible avec les données de densité de solide (densité DRE) obtenue par *Eychenne (2012)* sur les clastes vésiculés de l'éruption de 2006.

Constituants j	Bombes (SB)	Fragments (FB)	Blocs (D)	Laves (OL)	Oxydés (O)	S. Noires (OS)	Ponces (OP)
Densités (d_j) $g.cm^{-3}$	1,7	1,5	2,7	2,7	2,5	1,5	1,0
Source	E (2012)	E (2012)	C (1966)	E (2012)	E (2012)	E (2012)	E (2012)

Tableau 2.1 : Densités moyennes d_j des différents constituants j présents dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption de 2006 et utilisées pour les conversions en masse. E (2012) désigne les travaux de *Eychenne (2012)* et C (1966) deux de *Clark (1966)*.

Afin d'obtenir les proportions massiques finales M_{fij} des différents constituants présents dans une classe granulométrique i , la proportion volumique totale V_{fi} de fragments contenus dans cette classe (extraite des images numériques par conversions stéréologiques, voir 2.2.B.e) est multiplié par les densités spécifiques d_j des différents constituants présents, pondérées par leurs proportions c_{ij} dans la fraction granulométrique considérée :

$$M_{fij} = V_{fi} \times c_{ij} \times d_j \quad (2.16)$$

Cette méthode permet ainsi de reconstruire la composition en masse de l'ensemble de la gamme granulométrique documentée par analyse d'image (c'est-à-dire entre -8 et -1ϕ). Afin de connaître la composition globale du dépôt, il est nécessaire de prendre en compte la fraction fine non documentée par l'analyse d'image.

2.2.C.c *Prise en compte des fractions fines*

Obtenir les proportions des constituants des fractions fines des dépôts ($< -1 \phi$) nécessite de mettre en place un protocole de comptage spécifique rigoureux et extrêmement long, même pour plusieurs personnes y travaillant à plein temps (Eychenne, 2012). Il n'a donc pas été possible d'effectuer des comptages manuels sur l'ensemble des fractions fines des 27 échantillons traités par analyse d'image au cours de cette thèse. Dans les cas favorables (faciès grossier), l'analyse d'image permet cependant d'analyser jusqu'à 76 % en masse de l'ensemble du dépôt, mais les fractions trop fines pour être analysées représentent en moyenne près de 40 % en masse des produits. Il est donc important de trouver un moyen de quantifier la composition de ces classes granulométriques afin de pouvoir déterminer la composition massique globale des dépôts.

Le but de cette section est de montrer comment il est possible d'estimer la composition des fractions fines regroupées sous l'expression de « fond non-reconnu » (voir 2.2.B.c) à partir des proportions en constituants déterminées par analyse d'image. Pour cela, deux méthodes ont été utilisées et vont être présentées ci-dessous.

- Méthode de la moyenne sur le dernier ϕ

Cette méthode très simple pose l'hypothèse que la composition du fond non-reconnu est la même que celle de la dernière classe de ϕ reconnue par analyse d'image (entre $-1,5 \phi$ et $-0,5 \phi$ selon les échantillons). Cette hypothèse semble valable pour certains échantillons, qui montrent une bonne stabilité des proportions de constituants à mesure que l'on se déplace vers les fractions fines (Fig. 2.11). Cette stabilité prend la forme d'un plateau, bien visible au niveau des fractions fines des fragments de bombes et des laves anciennes dans l'exemple de la figure 2.11.

- Décroissance exponentielles des OL en fonction de la taille

Les compositions des différents constituants obtenues par analyse d'image montrent qu'une diminution de la taille des fragments se traduit par une décroissance exponentielle des proportions en laves anciennes (OL) dans la majorité des échantillons. Cette décroissance est compensée par une augmentation proportionnelle de la quantité de fragments de bombes dans les dépôts (Fig. 2.11), les proportions des autres familles de constituants étant en effet constantes dans les fractions fines, à partir d'une taille donnée (Fig. 2.11).

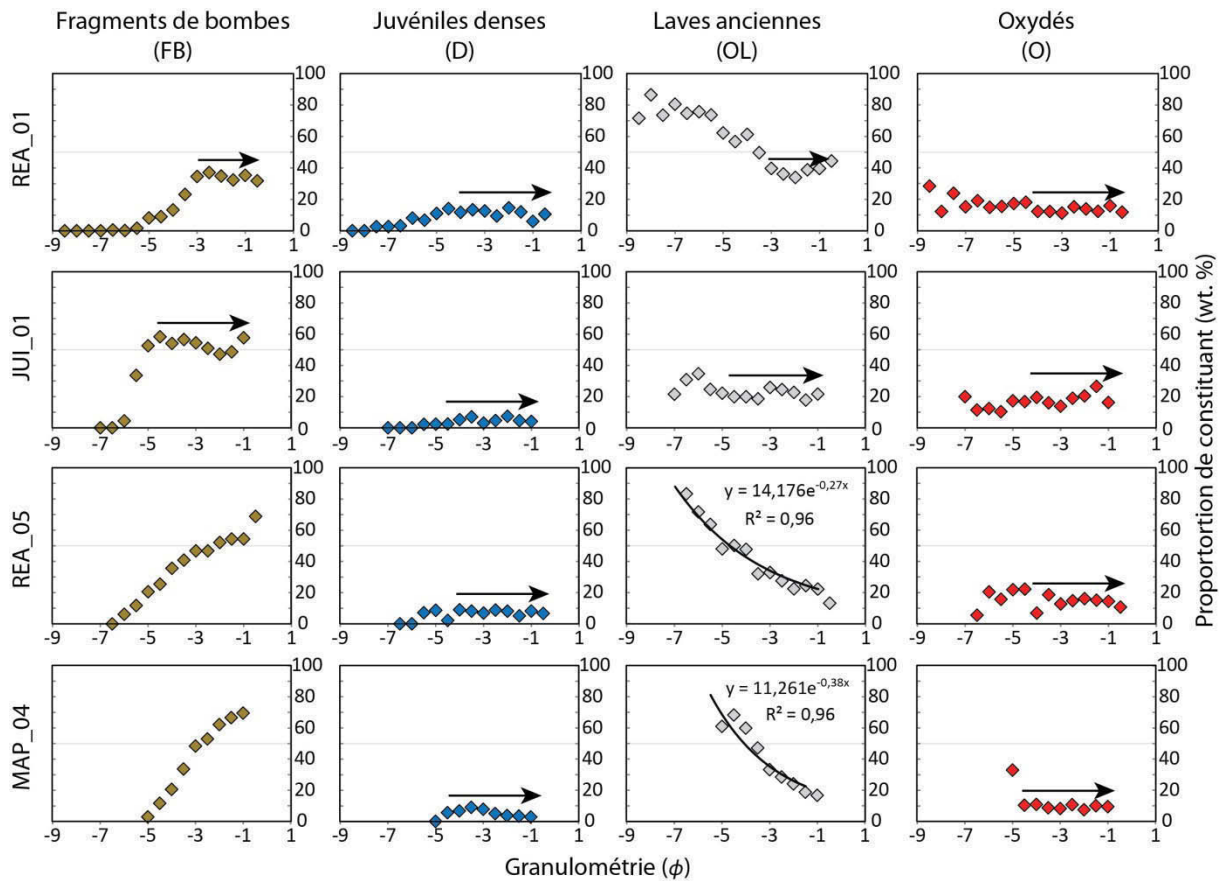


Fig. 2.11 : Variations des proportions des quatre constituants majeurs des dépôts (*FB*, *D*, *OL* et *O*, voir 1.5.A) en fonction de la granulométrie pour différents échantillons. REA_01 et JUL_01 sont caractérisés par des proportions constantes à partir d'une taille donnée (-3 ou -5 ϕ) tandis que REA_05 et MAP_04 présentent une décroissance exponentielle des *OL*, compensée par une augmentation en *FB*.

La loi de décroissance exponentielle des laves anciennes est du type $c_{iOL} = \alpha e^{-ri}$ avec i la taille des clastes (en ϕ) et α et r constants pour un échantillon donné. Cette relation signifie que les proportions des différents clastes dans la fraction fine du dépôt peuvent être extrapolées à partir des données issues de l'analyse d'image. La plupart des échantillons présentent une décroissance exponentielle très nette des laves anciennes avec une diminution de la granulométrie (*l'ensemble des données sont présentées dans les Annexes 3 de ce mémoire*) et c'est donc la méthode de distribution exponentielle qui sera utilisée par la suite pour reconstruire la composition lithologique totale des dépôts. Le coefficient R^2 moyen de décroissance exponentielle des *OL* pour l'ensemble des 27 échantillons est de 0,78.

2.2.C.d Estimation de l'incertitude

Afin d'estimer objectivement l'incertitude liée à l'utilisation de la clef de détermination proposée, une comparaison en double-aveugle a été réalisée sur quatre des images numériques représentant des faciès, et des niveaux de grossissement variés des dépôts (Fig. 2.12). Deux

opérateurs, dont un étranger à l'étude, ont vectorisé les 4 images-test séparément, et ont attribué une lithologie à chacun des différents clastes répertoriés en suivant l'arbre de détermination. Les différences entre les résultats obtenus par les deux opérateurs permettent d'estimer l'incertitude. Celle-ci est de 6 % au maximum pour l'ensemble des 4 images testées et 2 % en moyenne (Fig. 2.12).

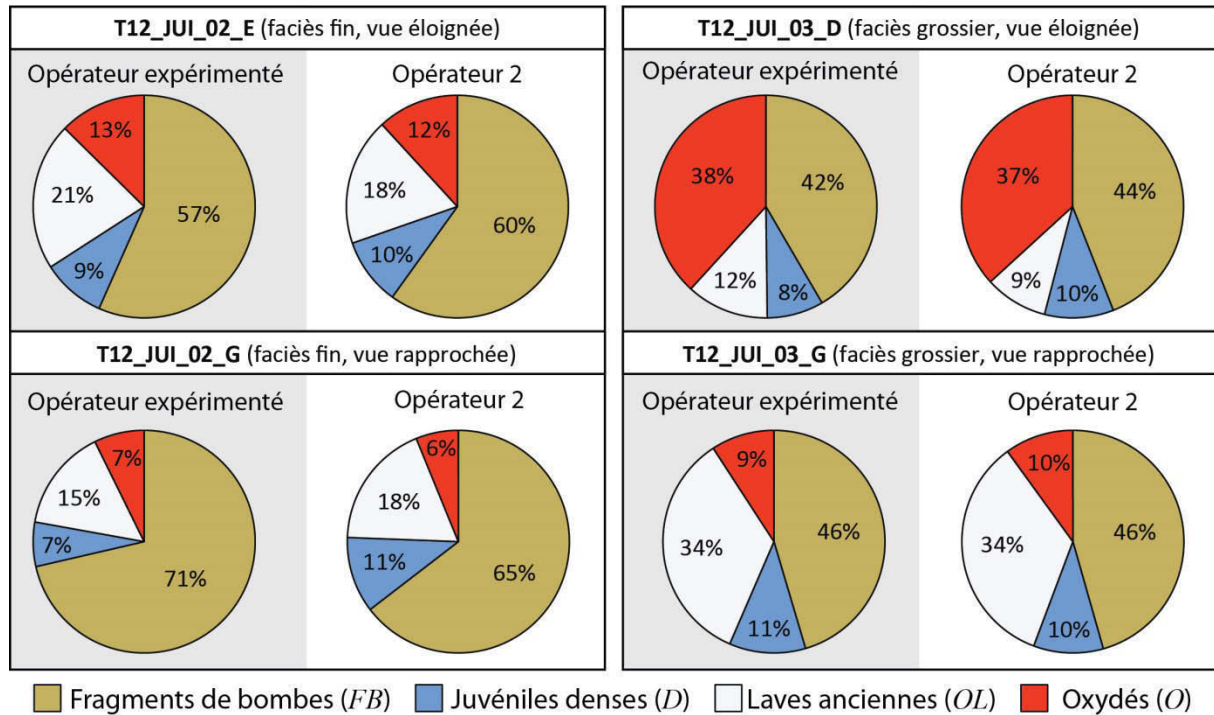


Fig. 2.12 : Résultats des vectorisations en double aveugle de différentes images numériques utilisées dans le cadre de cette thèse réalisées afin d'estimer l'incertitude associée à l'arbre de détermination proposée.

Afin de s'assurer de la justesse des proportions de constituants obtenues dans les classes granulométriques les plus fines reconnues par analyse d'image, des comptages lithologiques ont été effectués sur plusieurs fractions granulométriques présentes à la fois dans les échantillons numériques et physiques (Fig. 2.13). Ces comptages ont été réalisés en double-aveugle par trois opérateurs différents afin d'évaluer objectivement la qualité des données obtenues. Le protocole de comptage utilisé est celui développé par Eychenne (2012) et Eychenne et Le Pennec (2012).

Les proportions obtenues par analyse d'image et comptage pour les *FB*, *D*, *OL*, *OP* sont très proches (différences < 4 %), ce qui souligne l'intérêt et la justesse de la méthode d'analyse d'image développée dans cette thèse. Les familles des oxydés (*O*) et des scories noires anciennes (*OS*) présentent cependant des variations significatives selon la méthode utilisée. Ces différences sont dues aux propriétés intrinsèques des clastes, qui font que les scories noires anciennes (*OS*) sont plus difficiles à isoler des scories juvéniles (*FB*) par analyse d'image que par comptage lithologique. Les clastes oxydés (*O*) ont quant à eux tendance à être surreprésentés lors de l'analyse d'image car leur teinte (rouge, voir Fig. 2.9) est plus marquée que celle des autres constituants. Ces deux imprécisions

ont cependant tendance à se compenser et font que les proportions totales en juvéniles vs. non-juvéniles ne diffèrent que très peu (< 2 %) entre l'analyse d'image et le comptage lithologique (Fig. 2.13). Les comptages lithologiques mettent aussi en évidence l'apparition de la classe des cristaux libres, notés (C). Ces différents points seront discutés dans la section 2.6 de ce chapitre.

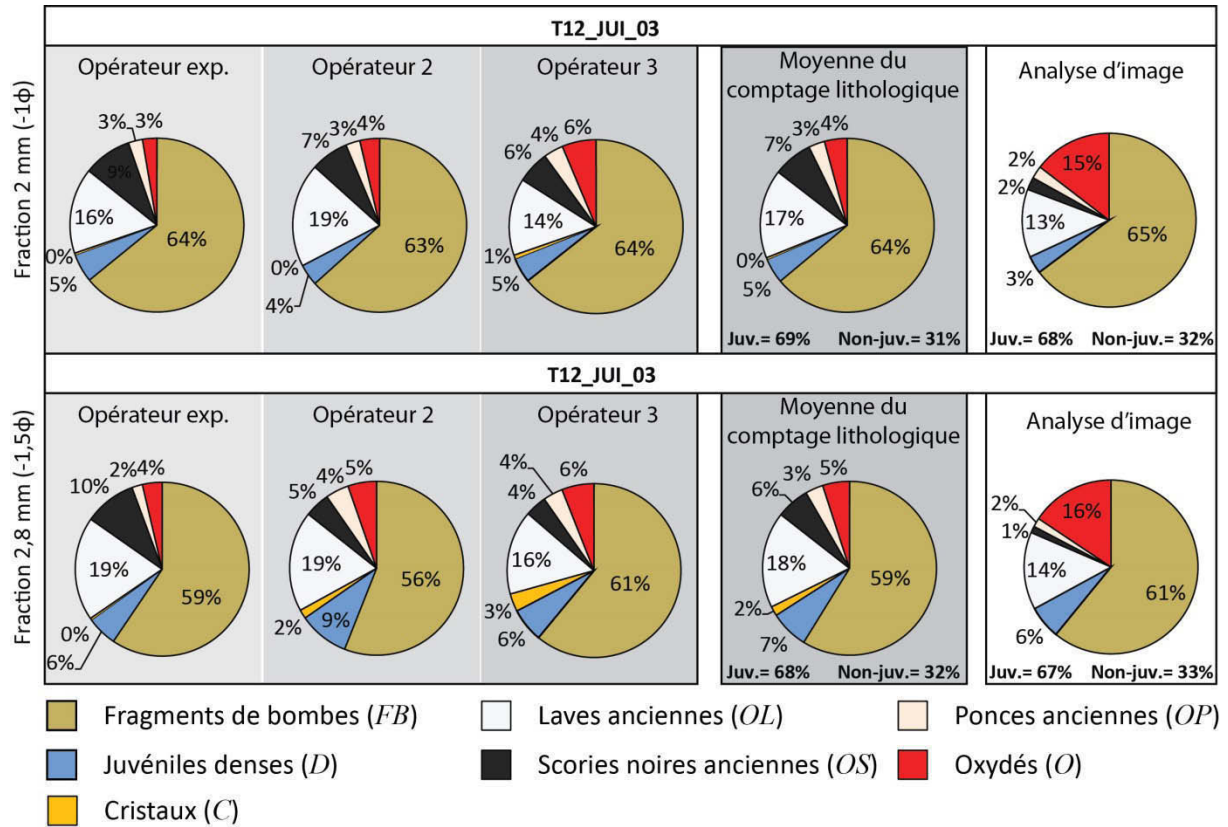


Fig. 2.13 : Comparaison des résultats obtenus par analyse d'image et comptage lithologique sur la fraction granulométrique -1ϕ de différents échantillons et avec différents opérateurs.

2.2.D. Reconstruction des distributions granulométriques

La distribution de la taille des grains contenus dans un dépôt pyroclastique est une donnée essentielle en volcanologie physique, qui permet notamment d'identifier les processus à l'œuvre lors de la genèse et de la mise en place des écoulements (Walker, 1971 ; Fisher et Schmincke, 1984). Le tamisage mécanique est la technique la plus utilisée pour déterminer les courbes de distributions granulométriques des fractions de tailles intermédiaires à fines (généralement comprises entre -5 et 4ϕ , i.e. 32 mm et 63 μm , ex : Walker, 1971 ; Barberi et al., 1989 ; Gurioli et al., 2002). Cette méthode est cependant peu efficace pour caractériser les clastes grossiers. D'autres techniques, principalement basées sur l'analyse d'image, ont ainsi été développées (ex : Kellerhals et Bray, 1971 ; Boudon et al., 1993 ; Sarocchi et al., 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2011). Ces études représentent une avancée importante mais restent cependant en partie biaisées par les simplifications faites lors des conversions 2D-3D des données (voir section 2.2.B).

La méthode développée dans cette thèse pour reconstruire les distributions granulométriques des dépôts couple le tamisage mécanique de la fraction $[4 ; -4 \phi]$ avec l'analyse d'image des fractions $> -2 \phi$. Cette stratégie permet de tirer avantage des deux méthodes, et d'échantillonner de manière représentative l'ensemble des dépôts, tout en réduisant de manière significative le volume de produits à rapporter au laboratoire. Les méthodes de conversion 2D-masse décrites dans la *section 2.2.B* sont utilisées afin de pouvoir combiner directement la granulométrie issue de l'analyse d'image avec celle issue du tamisage mécanique. Cette opération permet de reconstruire la distribution totale de la taille des grains (TGSD) sur l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts. Dans le détail, la TGSD est reconstruite au demi- ϕ entre -8 et 4ϕ , avec un recouvrement entre les deux méthodes située au milieu de la distribution, vers $-3,5 \phi$.

2.2.D.a Tamisage mécanique

La séparation d'une quantité de produits considérée comme localement représentative des dépôts par tamisage mécanique se fait ici à l'aide d'une colonne de tamis standardisée. Les masses retenues par les différents tamis de la colonne (= « refus ») rapportées à la masse totale de matériel tamisé permet de reconstruire la courbe granulométrique des dépôts (généralement présentées en pourcentage de masse ou en fraction massique).

Les échantillons sont tout d'abord séchés pendant 12h dans une étuve à 50° afin d'éliminer toute trace d'eau et ainsi d'éviter la formation d'agrégats inter-particulaires liés à l'humidité susceptibles de modifier les masses des refus. L'échantillon sec est ensuite tamisé entre -4ϕ et 4ϕ (16 mm à 63 μm) selon un intervalle au demi- ϕ . La plaque vibrante souvent employée lors des opérations de tamisage n'a pas été utilisée ici afin d'éviter de fragmenter les particules les plus fragiles. Afin d'optimiser le tamisage et de permettre à toutes les particules inférieures à la maille du tamis de passer à travers cette dernière, la colonne totale est divisée en groupes de 4 tamis, qui sont agités prudemment et successivement d'avant en arrière puis de manière circulaire pendant 20 - 30 s. Ce temps empirique de tamisage mériterait d'être fixé dans le futur par des mesures précises. Les refus de chacun des 18 tamis de la colonne sont pesés à l'aide une balance de marque KERN précise à 10^{-2} g, régulièrement contrôlée tout au long de la mesure grâce à une tare de masse $m = 100,00$ g. Les distributions granulométriques (en proportion massique pour chaque classe de taille au demi- ϕ), puis les courbes granulométriques cumulatives progrades (somme des différentes proportions massiques), sont reconstruites en pourcentage poids pour les différents échantillons. La perte de matière au cours des opérations de tamisage est estimée en soustrayant la masse cumulée totale obtenue après tamisage à la masse initiale de l'échantillon. Pour les 28 échantillons traités lors de cette étude, le taux de perte est de $\approx 0,30$ % (0,30 g de perte pour 100 g d'échantillon tamisé).

2.2.D.b Granulométrie issue de l'analyse d'image

L'analyse d'image est utilisée pour reconstruire la distribution granulométrique des fractions grossières des dépôts d'écoulements pyroclastiques. Comme nous l'avons vu précédemment, la conversion stéréologique des images 2D permet d'obtenir la proportion volumique V_{fi} de produits contenus dans une fraction granulométrique i donnée, avec un intervalle au demi- ϕ . Ces proportions volumiques nécessitent d'être converties en masse afin de pouvoir être directement comparées aux données issues du tamisage mécanique des dépôts. Pour cela, il est donc nécessaire de connaître la composition lithologique précise des dépôts et les densités respectives des différentes classes de constituants. Toutefois, ces données sont difficiles à obtenir, et lorsque les conversions en masse sont effectuées (ce qui n'est pas toujours le cas des études précédentes, ex : *Sarocchi et al., 2011*), une densité moyenne globale des dépôts est généralement utilisée (ex : *Suzuki-Kamata et al., 2009* ; *Charbonnier et Gertisser, 2011*). Or, dans le cas de dépôts fortement poly-lithologiques comme ceux d'août 2006 pour le Tungurahua, cette simplification peut être la source de biais importants sur la détermination des bilans de matières. Or, l'analyse de constituant et les conversions en masses développées dans le cadre de cette thèse (voir 2.2.C) permettent de prendre en compte les proportions détaillées C_i et les densités spécifiques d_j (rassemblées dans le vecteur d , voir eq 2.15) des différents constituants contenus dans les dépôts. Cette avancée méthodologique permet de reconstruire précisément la distribution en masse des fragments identifiés par analyse d'image.

La proportion massique totale M_{fi} de dépôts contenus dans un intervalle de taille i donné (et qui correspond à la taille i des boîtes géométriques utilisées pour les conversions stéréologiques, voir 2.2.B.e) se calcule alors en multipliant la proportion volumique V_{fi} de produit contenu dans la classe i par les proportions des différents constituants j présents dans i , pondérées par leurs densités respectives d_j tel que :

$$M_{fi} = \sum_i (V_{fi} \times C_i \times d) \quad (2.17)$$

en reprenant les notations (2.14) et (2.15) où C_i et d sont les vecteurs qualifiant respectivement les proportions des différents constituants j présents dans la fraction granulométrique i et leurs densités spécifiques d_j . Les proportions massiques ainsi obtenues par analyse d'image pour les différentes fractions granulométriques peuvent donc être directement comparées aux données en masses issues du tamisage mécanique des échantillons physiques.

La proportion massique totale du dépôt reconnue par analyse d'image M_f^{AI} se calcule en faisant la somme des différentes proportions massiques contenues dans les fractions granulométriques visibles sur les images (typiquement $> -1 \phi$) tel que :

$$M_f^{AI} = \sum_i M_{fi} \quad (2.18)$$

M_f^{AI} représente la proportion en masse du dépôt qu'il est possible d'étudier par analyse d'image.

Nous considérons ici que le décalage possible entre les données issues du tamisage mécanique (qui sont basées sur le diamètre de Féret, voir 1.2.B.b) et celles issues de l'analyse d'image (qui sont basées sur le diamètre équivalent sphérique) est limité, bien que sans doute non-nul (ex : Fernlund et al., 2007). L'utilisation du diamètre équivalent sphérique et le bon recollage entre les données issues de l'analyse d'image et du tamisage mécanique (pas de marche d'escalier) suggèrent que cette hypothèse est valable.

2.2.D.c Construction des courbes granulométriques totales

Les courbes granulométriques complètes de chacun des 27 échantillons sont reconstruites au demi- ϕ entre -9 et 4ϕ par combinaison des distributions granulométriques issues de l'analyse d'image et du tamisage mécanique. Ces deux sources de données sont converties dans la même échelle ϕ , et représentent des proportions massiques de produits contenus dans une fraction granulométrique i donnée. Elles peuvent donc être directement associées et comparées entre elles.

La somme M_f^{AI} des différentes proportions massiques M_{fi} de fragments contenus dans un intervalle de taille i donné issue de l'analyse d'image ne boucle pas à 100% car cette méthode ne permet de déterminer que la granulométrie de la fraction grossière du dépôt. La partie « manquante » correspond à la proportion massique M_f^F de l'ensemble des fractions fines des dépôts non reconnues lors de l'analyse d'image appelé « fond non-déterminé ». La quantité M_f^F de fines présentes dans le dépôt représente donc une proportion $1 - M_f^{AI}$ de la masse totale des produits. Or, cette fraction fine M_f^F a été échantillonnée sur le terrain puis tamisée en laboratoire. La courbe de distribution granulométrique totale du dépôt (TGSD) peut donc être reconstruite en considérant que les données obtenues par tamisage mécanique caractérisent l'ensemble de la proportion M_f^F des produits, ce qui revient à écrire que :

$$M_i = M_i^T \times M_f^F \quad (2.19)$$

Avec M_i la proportion en masse de produits d'une fraction granulométrique de taille i donnée et M_i^T la proportion massique de la classe granulométrique i obtenue par tamisage. Afin de profiter au mieux des avantages des deux méthodes, la coupure entre les données granulométriques issues de l'analyse d'image et celles issues du tamisage est fixée dans notre étude à $-3,5 \phi$. Ce seuil se situe au

milieu de la gamme granulométrique analysée et est le même pour tous les échantillons, ce qui permet de comparer objectivement les différentes courbes granulométriques entre elles.

2.2.E. Paramètres de forme des constituants

La morphologie des clastes contenus dans un dépôt renseigne sur les mécanismes de fragmentation initiaux du magma lors de son émission ainsi que sur les conditions complexes de transport, de collision et d'interaction entre les fragments au cours de leur mise en place (ex : *Taddeucci et Palladino, 2002 ; Kueppers et al., 2006 ; Manga et al., 2011 ; Sarocchi et al., 2011*). De nombreux paramètres morphologiques ont été proposés pour caractériser la forme, souvent complexe, des clastes contenus dans les dépôts pyroclastiques et seuls certains d'entre eux seront utilisés ici. Les paramètres de forme reposent généralement sur des projections 2D des particules et utilisent des grandeurs simples telles que leurs dimensions apparentes, leurs périmètres ou leurs aires (parfois recalculées en « cercle équivalent », c'est-à-dire en ramenant les dimensions réelles de la particule à celles d'un disque hypothétique, voir Fig. 2.14). Le rapport de forme documente l'élongation de la particule, la circularité (normale ou HS pour Haute Sensibilité) rend compte de l'angularité des particules tandis que convexité et solidité mesurent l'irrégularité (ou la rugosité) de la projection 2D de leurs contours. Ces différents paramètres varient entre 0 et 1. Par exemple, une particule parfaitement lisse et circulaire aura une circularité et une convexité de 1 tandis qu'une particule circulaire possédant une surface rugueuse aura une circularité et une convexité < 1. Il n'existe cependant pas de consensus sur la formulation même de ces paramètres dans la littérature (*Le Pennec et al., 2014*). Les formules adoptées ici pour déterminer les différents paramètres morphologiques des particules sont les suivantes (voir aussi Fig. 2.14).

$$\text{Rapport de forme} = \frac{L_{app}}{l_{app}} \quad (2.20)$$

$$\text{Circularité} = \frac{Périm_{eq}}{Périm_{app}} \quad (2.21)$$

$$\text{Circularité HS} = \frac{Périm_{eq}^2}{Périm_{app}^2} \quad (2.22)$$

$$\text{Convexité} = \frac{Périm_{env\ conv}}{Périm_{app}} \quad (2.23)$$

$$\text{Solidité} = \frac{Aire_{app}}{Aire_{env\ conv}} \quad (2.24)$$

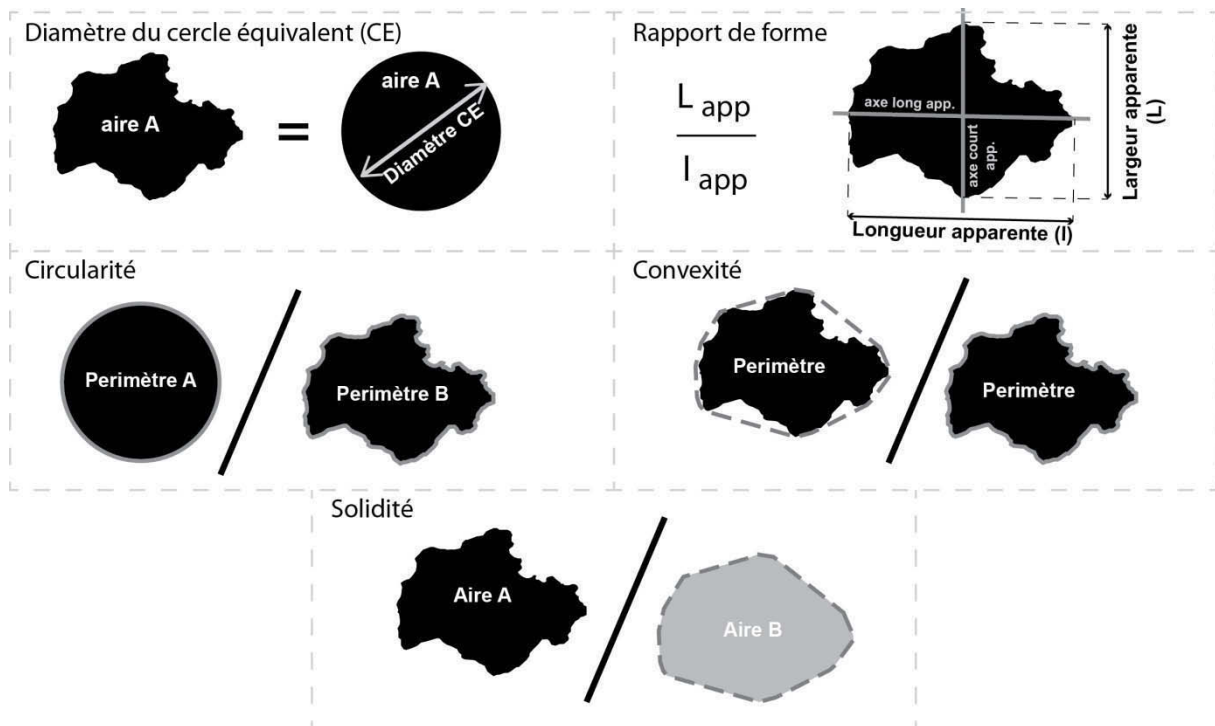


Fig. 2.14 : Description et formulation des paramètres morphologiques issus de projections 2D des particules utilisés dans le cadre de cette thèse (modifié d'après *Leibrandt et Le Pennec, 2014*).

Manga et al. (2011) notent récemment que peu d'études de terrain quantifient l'évolution de la morphologie des particules en fonction de la distance de parcours. Les échantillons prélevés dans la zone de Juive Grande (JUI_01 à JUI_08) au cours de cette thèse permettent de répondre à cette problématique et l'analyse morphologique présentée ici se concentrera donc sur cette zone. Notons enfin que les formules utilisées pour déterminer les paramètres morphologiques (éq. 2.20 à 2.24) seront les mêmes pour les particules grossières (Image J) et fines (Morphologi G3).

2.2.E.a Morphologie des fractions grossières

Les morphologies des fractions grossières des particules peuvent être directement extraites des images numériques segmentées (voir 2.2.B). Le logiciel SPO (*Launeau et Robin, 1996*) utilisé pour le traitement d'image ne permet pas de mesurer toutes les dimensions nécessaires au calcul des paramètres morphologiques, et c'est donc le logiciel libre d'analyse d'image ImageJ (*NIH, US government*) qui a été utilisé ici à ces fins. Le périmètre, la surface, les axes longs et courts apparents, le périmètre et l'aire de l'enveloppe convexe, et le diamètre du cercle équivalent ont été mesurés pour chacun des 15 000 clastes individualisés au sein des différents échantillons prélevés à Juive Grande. Ces grandeurs ont été utilisées pour calculer le rapport de forme, la circularité (normale et haute sensibilité), la convexité et la solidité des particules en utilisant les formules mathématiques définies plus haut (éq. 2.20 à 2.24).

Les tailles des particules apparaissant sur les images étant homogènes (converties en centimètres, voir 2.2.B), les caractéristiques morphologiques des fragments peuvent être directement comparées entre elles. Les différents constituants des dépôts étant séparés les uns des autres lors de la phase de vectorisation (voir 2.2.C), il est aussi possible de déterminer les caractéristiques morphologiques propres à chacune des 7 familles lithologiques identifiées. Une moyenne sur l'ensemble de la population de fragments d'un constituant j donné sera utilisée pour caractériser la morphologie de la totalité de la famille lithologique. L'écart-type par rapport à cette moyenne représente quant à lui la variabilité (à 2σ) des paramètres morphologiques.

2.2.E.b Morphologies des fractions fines

La mesure des paramètres morphologiques des particules fines des dépôts nécessite l'utilisation d'un système d'acquisition d'images permettant un grossissement des clastes (ex : Sarocchi et al., 2011 ; Manga et al., 2011 ; Eychenne, 2012). Les techniques développées dans la littérature vont de l'acquisition d'images numériques de clastes dispersés à la main sur un support, à l'utilisation d'appareils semi-automatiques (couplés à des microscopes) capables de traiter un grand nombre de particules (Sarocchi et al., 2011 ; Eychenne, 2012). Le Morphologi G3S de Malvern Instruments (ou G3S, Fig. 2.15) est un morpho-granulomètre à dispersion automatique des particules en voie sèche pouvant documenter des fractions comprises entre 2 mm et $0,5 \mu\text{m}$ (-1ϕ et 10ϕ). Il se prête donc parfaitement à l'étude de fractions fines ($< -1 \phi$, 2 mm) de dépôts d'écoulements pyroclastiques, ce qui justifie son utilisation dans ce travail au vu des objets visés. Le développement de cet appareil au Laboratoire Magmas et Volcans a permis de mettre au point une méthode robuste de mesure de la morphologie 2D des particules, appelée APASH (pour « Apparent 2D-projected shape of ash particles », Le Pennec et al., 2014), qui sera utilisée dans ce mémoire.

- Préparation des échantillons

Les mesures ont été effectuées sur des fractions granulométriques préalablement séparées par tamisage mécanique (voir 2.2.D.a). La totalité du matériel disponible dans une fraction donnée est divisée par quartage de manière à être divisé en sous-échantillons, dont une partie est conservée pour d'autres analyses. Le sous-échantillon utilisé pour les analyses morphologiques est nettoyé précautionneusement par plusieurs bains dans de l'eau distillée puis de l'éthanol (afin d'éliminer toute trace de poussière ou de matière organique) avant d'être séché pendant 12 h à 50°C dans une étuve. Une quantité variable de produit ainsi nettoyé est ensuite prélevée (par ex : 19 mm^3 pour la fraction granulométrique $0,5 \phi$) à l'aide d'une spatule de volume standardisé après que l'échantillon ait été homogénéisé avec précaution dans un pilulier par des mouvements de rotation sur plusieurs axes, amenant à un mélange complet des grains.

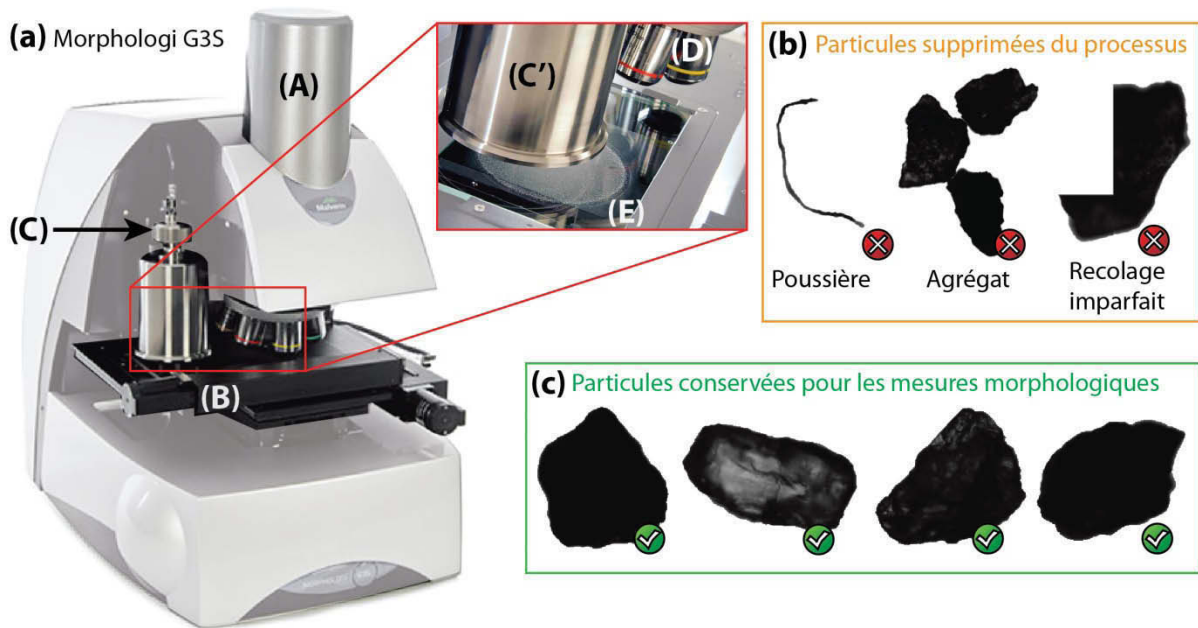


Fig. 2.15 : (a) Vue générale annotée du Morphologi G3S, (A) caméra LCD 5 Mpx (B) platine motorisée en X, Y et Z (C) système de dispersion (C') chambre de dispersion (D) objectifs du microscope et échantillon dispersé sur la plaque de verre porté par la platine. *Images Malvern*. (b) Exemples de projection 2D de différentes particules acquises avec la camera reliée au microscope du G3S et supprimées du processus pour différentes raisons (poussière, agrégat particulaire ou particule reconstruite de manière erronée par le logiciel). (c) Exemples de projections 2D de particules exploitables pour la mesure des paramètres morphologiques.

- Protocole d'analyse

Les grains prélevés sont placés dans la cellule de la chambre de dispersion du G3S prévue à cet effet. La méthode de dispersion automatique repose ensuite sur l'injection plus ou moins brève d'air comprimé à une pression fixée par l'opérateur en fonction du type et de la taille du matériel à analyser (par ex : 1,2 bar de pression et 20 ms d'injection pour la fraction 0,5 ϕ).

L'échantillon est ainsi dispersé sur une plaque de verre portée par une platine mobile et qui est ainsi capable de se déplacer en X, Y et Z de manière à ce que l'ensemble de la zone de dispersion soit scannée automatiquement par l'unité optique de l'appareil (composée d'un microscope sur lequel sont montés différents objectifs optiques, voir Fig. 2.15). L'objectif utilisé est choisi par l'opérateur entre x5 et x40 en fonction de la taille des grains à analyser. Le grossissement doit cependant être conservé pour différents échantillons que l'on souhaite comparer entre eux car il a une influence directe sur la netteté des bordures 2D projetées des fragments, et donc sur la mesure des périmètres apparents. Or, cette valeur est utilisée pour définir certains des paramètres morphologiques (voir par exemple eq. 2.21, 2.22 ou 2.23). Au cours du scan des grains sur la plaque de verre, les projections 2D des clastes sont acquises en niveau de gris par une caméra LCD 5 MPx reliée au microscope. Des relevés réguliers de la position en X et Y de la plaque de verre au cours de

son mouvement permettent au logiciel qui pilote le G3S de reconstruire des images de particules « coupées » pendant le scan (= « stitching »). Les paramètres de forme définis précédemment sont ensuite calculés automatiquement à partir des projections 2D des particules analysées par le logiciel intégré au G3S. Une phase rapide de prétraitement et de nettoyage des données permet d'éliminer du processus les éventuelles poussières présentes sur la plaque de verre, les clastes en contact (agrégats liés à une dispersion imparfaite) et les images des particules rassemblées de manières imparfaites (Fig. 2.15). Les données ainsi triées peuvent être ensuite exportées pour être traitées par d'autres logiciels (comme Excel par exemple).

2.3. Caractérisation de la matrice

2.3.A. Masse volumique

Des mesures de densité ont été effectuées sur la « matrice », qui désigne ici la fraction relativement fine des dépôts ($< -3 \phi$), de chacun des 33 échantillons physiques de dépôts d'écoulements pyroclastiques prélevés lors de cette thèse (voir Annexe 1). Au laboratoire, après avoir été séchées pendant 24 h dans une étuve à 50°C afin d'éliminer toute trace d'humidité, les particules $> 3,5 \phi$ (11,2 mm) ont été séparées des échantillons physiques par tamisage afin d'homogénéiser l'ensemble des échantillons et éliminer les rares fragments grossiers présents dans l'échantillon. Les échantillons secs de matrice sont délicatement versés dans un récipient transparent de forme géométrique et de masse connues (en l'occurrence une boîte rectangulaire de longueur $L=17,4$ cm, largeur $l=11,4$ cm et masse $m_{\text{boîte}}$) puis répartis avec précaution de manière homogène dans l'ensemble du récipient. L'épaisseur de produit dans la boîte est mesurée au niveau de 10 points tout autour de cette dernière (Fig. 2.16) à l'aide d'un pied à coulisse d'une précision de 0,1 mm.

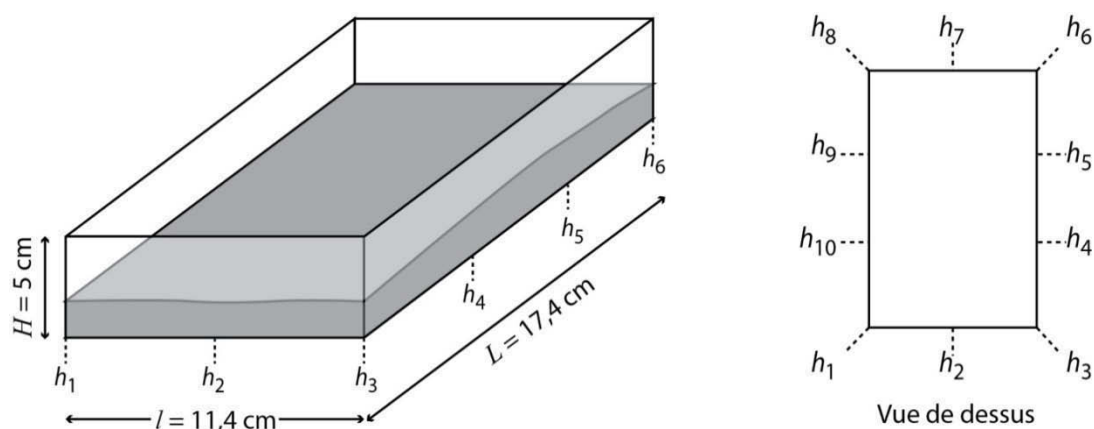


Fig. 2.16 : Localisation des différents points de mesure d'épaisseur de produits contenus dans une boîte rectangulaire de dimensions connues et utilisée pour calculer le volume d'un échantillon donné. Les mesures d'épaisseurs sont obtenues avec un pied à coulisse précis à 0,1 mm.

La moyenne des mesures d'épaisseur e_{moy} est multipliée par les dimensions connues de la boîte afin de calculer le volume v_{ech} de l'échantillon. L'écart-type permet de quantifier la variabilité de la mesure d'épaisseur au niveau des différents points de mesure. La masse m_{ech} de l'échantillon déterminée par pesée sur une balance KERN précise à 10^{-2} g est alors utilisée pour calculer la masse volumique ρ_{ech} ou la densité d_{ech} de l'échantillon ($d_{\text{ech}} = \rho_{\text{ech}} / 1000$) telle que :

$$d_{\text{ech}} = \frac{m_{\text{ech}}}{v_{\text{ech}}} = \frac{m_{(\text{ech}+\text{boite})} - m_{\text{boite}}}{e_{\text{moy}} \times L \times l} \quad (2.25)$$

Le volume de l'échantillon varie en fonction de son état de compaction, ce qui a une influence sur les densités calculées. Afin de quantifier cet impact, deux séries de mesures d'épaisseur ont été faites pour chaque échantillon. Les produits sont tout d'abord délicatement répartis sur l'ensemble de la boîte sans agitation ni tassement afin qu'ils soient dans un état de compaction minimal lors des mesures d'épaisseur. L'épaisseur moyenne e_{moyNC} mesurée permet de calculer le volume v_{echNC} de l'échantillon non-compacté puis sa densité d_{echNC} en utilisant l'équation (2.25). A la suite de cette première mesure, l'échantillon disposé dans la boîte est secoué prudemment pendant 10 à 15 s puis une seconde série de mesure permet d'obtenir l'épaisseur moyenne e_{moyC} , le volume v_{echC} et la densité d_{echC} de l'échantillon de matrice dans son état compacté, supposé ici maximum.

Ces deux mesures successives de densité non-compactée et compactée permettent aussi d'estimer le degré de réorganisation des grains d'un échantillon, exprimé ici en pourcentage de compaction tel que :

$$\%_{\text{comp}} = 100 \times \frac{(d_{\text{echNC}} - d_{\text{echC}})}{d_{\text{echC}}} \quad (2.26)$$

Afin de quantifier la répétitivité des mesures de densité, des séries de 5 mesures successives ont été réalisées sur deux échantillons différents. Il s'avère que les densités finales obtenues présentent des variations très faibles entre les mesures successives ($0,02 \text{ g.cm}^{-3}$ pour les échantillons non-compactés et $0,03 \text{ g.cm}^{-3}$ pour les compactés), ce qui montre la robustesse de ces analyses et valide ainsi la méthode employée.

2.3.B. Porosité inter-granulaire

L'arrangement spatial des clastes contenus dans les dépôts dépend de leur taux de compaction, que nous proposons de mesurer dans la section précédente. Or, même lorsque les particules sont empilées dans un arrangement compact (c'est-à-dire de manière à maximiser la proportion de solide dans un volume donné), il reste toujours de l'espace libre entre les grains (il reste par exemple au minimum $\pi/3\sqrt{2}$, soit 26 % environ, d'espace libre dans un empilement

compact de particules sphériques ; *Hales, 2005*). Cet espace libre est appelé porosité inter-granulaire, et désigné par la suite par le symbole ε . Les densités d_{echNC} et d_{echC} mesurée sur les échantillons de matrice prennent ainsi intrinsèquement en compte la porosité inter-granulaire naturelle ε .

Afin d'estimer la valeur de ε dans le cas des produits pyroclastiques étudiés ici, et connaissant précisément la composition lithologique, la distribution granulométrique et la densité de chacun des constituants des dépôts, il est possible de calculer une densité de solide d_s pour chaque échantillon, qui représente la densité théorique de l'assemblage avec une porosité nulle, tel que :

$$d_s = \sum_i C_{ij} \times d_j \quad (2.27)$$

avec i les différentes fractions granulométriques de l'échantillon inférieures à -3ϕ (qui correspond à la taille de coupure pour les mesures de densité, voir section précédente), C_{ij} la proportion de chaque constituant j dans la fraction granulométrique de taille i et d_j les densités des différents constituants j . En comparant cette densité de solide d_s aux densités d_{echNC} et d_{echC} mesurées sur la matrice, il est ainsi possible de quantifier directement la porosité inter-granulaire ε des produits dans le cas de dépôts non-compactés ou compactés.

2.4. Bilan et avantages de la méthode intégrée

La grande complexité des processus contrôlant la mise en place des écoulements pyroclastiques, et la difficulté d'observer directement ce phénomène, font de l'étude de leurs produits une étape obligée (ex : *Druitt, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Dellino, 2007 ; Roche et al., 2013b*). La forte variabilité granulométrique et lithologique des dépôts rend cependant difficile toute analyse texturale complète (ex : *Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Sarocchi et al., 2011*). La méthode développée dans le cadre de cette thèse est résumée dans la figure 2.17 ci-dessous, qui schématise les différentes étapes-clé de la démarche. Cette méthode permet de documenter l'ensemble des paramètres texturaux des dépôts d'écoulements pyroclastiques sur l'ensemble de leur gamme granulométrique, ce qui permet de mettre en évidence des mécanismes de mise en place peu connus et mal contraints jusqu'à présent. Les sources d'incertitudes ont été, de plus, systématiquement identifiées et quantifiées, ce qui n'est pas toujours le cas (ex : *Calder et al., 2000 ; Hall et al., 2013*).

Fig. 2.17 (page suivante) : Figure récapitulative des différentes étapes de l'analyse texturale intégrée des dépôts développée dans le cadre de cette thèse. Les flèches en pointillés correspondent à l'apport des données bibliographiques ou à des étapes qui n'ont pu être que partiellement réalisées dans le cadre de cette thèse.

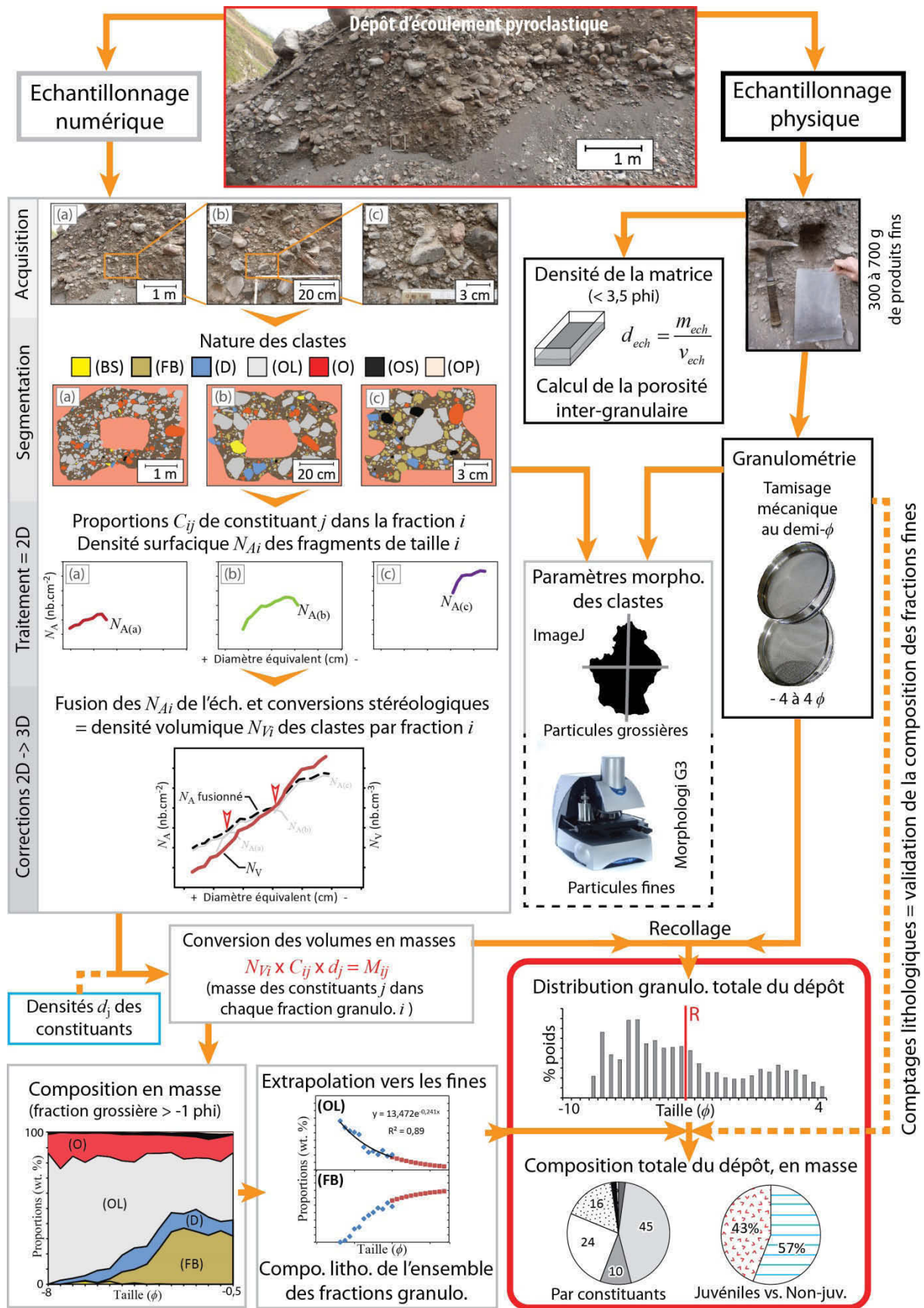


Fig. 2.17

2.4.A. Validation des données de compositions lithologiques

Les comparaisons en double-aveugle (voir 2.2.C.d) montrent que la reproductibilité des mesures est bonne, et soulignent l'importance d'utiliser un arbre de détermination pour reconnaître les différents constituants (voir Fig. 2.12). Les comparaisons des données de compositions lithologiques dans les fractions fines ($-1,5$ et -1ϕ) montrent que la méthode d'analyse d'image reproduit fidèlement les proportions de fragments de bombes (*FB*), de juvéniles denses (*D*), de laves anciennes (*OL*) et de ponces anciennes (*OP*) obtenues par comptage (Fig. 2.13). Les fragments oxydés (*O*) et les scories noires anciennes (*OS*) ont tendance, de par leur nature (très fort ou très faible contraste) à être en partie sur- ou sous-estimées lors du traitement des images numériques. L'opérateur est en effet poussé inconsciemment à segmenter préférentiellement la classe de constituant *O* de par leur teinte rouge bien visible, augmentant ainsi artificiellement leur proportion. Ce biais, qui devra être corrigé dans les prochaines études est surtout sensible pour les fractions fines ($\approx -1 \phi$), proches de la limite de détection des images numériques haute résolution. En conséquence, son impact est limité dans notre étude, car la composition lithologique totale des dépôts est extrapolée à partir de celle des fractions grossières $> -1 \phi$. par ailleurs, les effets conjugués des biais liés aux analyses respectives sur les *O* et *OS* se compensent (Fig. 2.13) et n'ont ainsi pas d'influence sur les proportions globales en juvéniles et non-juvéniles des dépôts (tableau 2.2).

Constituants	Proportions (%)				Variations %(moy.)
	Analyse d'image		Comptage lithologique		
	(2 mm, -1ϕ)	(2,8 mm, $-1,5 \phi$)	(2 mm, -1ϕ)	(2,8 mm, $-1,5 \phi$)	
<i>(FB)</i>	65	61	64	59	1,5
<i>(D)</i>	3	6	5	7	1,5
<i>(OL)</i>	13	14	17	18	4
<i>(O)</i>	15	16	7	6	9
<i>(OS)</i>	2	1	7	6	5
<i>(OP)</i>	2	2	3	3	1
Juvéniles	68	67	69	66	1
Non-juvéniles	32	33	34	33	1

Tableau 2.2 : Bilan des comparaisons en double aveugle effectuées dans le cadre de cette étude, et variations totales (en %) entre les données issues de l'analyse d'image et celles obtenues par comptage lithologique. *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes et *OP* = Ponces anciennes.

Cette méthode d'extrapolation des compositions lithologiques des fractions fines à partir de celles des fractions grossières est très prometteuse et permet d'obtenir des informations pseudo-continues sur l'ensemble de la gamme de taille des dépôts. Ces données sont de première importance pour les calculs de bilan de matières en masse (ex : *Eychenne, 2012*), et permettent de mieux comprendre les processus dynamiques de mise en place des écoulements pyroclastiques (ex : *Bourdier et al., 1989 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*).

2.4.B. Validation des données granulométriques

La méthode de reconstruction des distributions granulométriques des dépôts permet de prendre en compte l'ensemble des produits, sans limite de taille, et est donc particulièrement bien adaptée aux dépôts hétérogènes d'écoulements pyroclastiques, où cette donnée est rarement disponible (*Lube et al., 2007*). Les résultats obtenus dans cette étude corrigent en partie les biais de conversion 2D-3D des données, peu ou pas pris en compte dans les études précédentes (*Jutzeller et al., 2012*). L'absence de « marche d'escalier » lors du réassemblage des données issues de l'analyse d'image et du tamisage mécanique des dépôts valide la méthode employée.

2.5. Répartition spatiale, volume et masse des dépôts

La répartition spatiale et le volume des dépôts d'écoulements pyroclastiques sont des paramètres cruciaux à la fois pour la caractérisation des éruptions passées, et pour la définition des scénarii d'éruptions futures (*voir Chapitre 1*). Le volume total de produits juvéniles contenus dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques est primordial pour déterminer l'indice d'explosivité volcanique (VEI, *Newhall et Self, 1972*) d'une éruption. La répartition des produits permet de tester les modèles numériques d'écoulements pyroclastiques, de plus en plus utilisés pour définir l'aléa et réaliser des cartes de risques (*Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2013*), qui sont de plus très sensibles au volume initial de produits impliqués dans les simulations (*voir Chapitre 3*).

2.5.A. Choix de la méthode

A la différence de ce qui peut être fait pour les dépôts de retombées (Ex : *Eychenne et al., 2013*), il n'existe pas de méthode standard généralisable de calcul de volume pour les écoulements pyroclastiques. Ces derniers étant fortement canalisés par les vallées, leur répartition dépend de la topographie pré-éruptive de l'édifice : chaque dépôt est donc différent d'un édifice ou d'une éruption à l'autre. La méthode classique pour obtenir les volumes totaux consiste à délimiter la distribution spatiale des dépôts, à mesurer l'aire associée, et à multiplier celle-ci par une épaisseur moyenne de produits dans la zone étudiée (*Alvarado et Soto, 2002 ; Saucedo et al., 2002 ; Charbonnier et Gertisser, 2008*), éventuellement divisée en plusieurs segments (*Charbonnier et Gertisser, 2011*). Cette méthode fonctionne assez bien pour calculer le volume de dépôts contenus dans les ravines (ou « québradas ») et sera donc employée ici. La particularité de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua est cependant d'avoir produit de vastes deltas pyroclastiques (ou « abanicos ») au débouché des ravines, dont le volume ne peut pas être estimé précisément avec la méthode « classique » décrite plus haut. Leur forme complexe et les fortes variations d'épaisseurs (5 à 30m) qui les caractérisent nécessitent en effet de mettre en place une méthodologie spécifique. Les deltas pyroclastiques étant trop petits pour constituer une cible radar (*Bignami et al., 2013 ; Solikhin et al.,*

2015) ou d'image spatiale haute-résolution (Solikhin et al., 2012) crédible, nous avons choisi ici de quantifier leur taille par télémétrie laser. Notons enfin que les méthodes de calcul de volumes de dépôts d'écoulements pyroclastiques ne sont généralement que peu détaillées et/ou discutées dans la littérature (Nairn et Self, 1978 ; Bourdier et al., 1989 ; Rodriguez-Elizarraras et al., 1991 ; Boudon et al., 1993 ; Cole et al., 1998b ; Calder et al., 1999 ; Saucedo et al., 2004 ; Hall et al., 2013).

2.5.B. Volume de dépôts dans les deltas pyroclastiques (« abanicos »)

2.5.B.a Description des deltas

Les écoulements pyroclastiques récents du Tungurahua sont canalisés à grande échelle vers les ravines de la moitié Ouest de l'édifice par la cicatrice d'effondrement en fer à cheval de 3000 ans BP (Fig. 2.1 ; Molina et al., 2005). Or, ce flanc Ouest fait face à de hauts reliefs de socle métamorphique (Aspden et Litherland, 1992 ; Litherland et Egüez, 1993) culminant à plus de 3000 m d'altitude, constituant des barrières naturelles sur le trajet des écoulements (Figs. 1.16, 2.1 et 2.18), et délimitant les cours des rios Pastaza, Chambo et Puela (respectivement du Nord au Sud, Fig. 2.1). Lorsque les écoulements pyroclastiques arrivent aux débouchés des ravines, ils sont ainsi bloqués par ces falaises métamorphiques et l'essentiel de leur fraction solide sédimente dans le cours des rios sous la forme de deltas de produits pyroclastiques en éventails, appelés « abanicos » (Fig. 2.18). Le calcul du rapport H/L , qui représente la différence d'altitude entre la source des écoulements et leur lieu de dépôt rapportée à la distance de parcours est ainsi faussée dans la plupart des cas pour l'éruption de 2006 du Tungurahua. La longueur L ne représente en effet pas la distance de parcours maximale de l'écoulement (i.e. sa capacité réelle à s'écouler) mais seulement la distance entre l'événement et les falaises métamorphiques.

Les deltas pyroclastiques se forment au cours de l'éruption par aggradation et/ou empilement successif au débouchés des ravines de matériel issu d'unités pyroclastiques différentes. Des deltas en éventails similaires ont déjà été décrits au cours d'autres éruptions, comme par exemple celle de 1996-97 de la Soufrière Hills de Montserrat (Cole et al., 1998b). Les deltas pyroclastiques de l'éruption de 2006 du Tungurahua ont été une des cibles principales de la campagne d'échantillonnage texturale menée dans le cadre de cette thèse (voir section 2.2.A). Il est ainsi essentiel de comprendre leur structure et d'estimer précisément leurs volumes.

Par souci de clarté, la terminologie ci-dessous sera utilisée dans le reste de ce mémoire pour caractériser la géométrie et la forme des deltas (voir aussi la fig. 2.19 annotée) :

- L'apex du delta désigne l'endroit où ce dernier commence à se former, i.e. le débouché de la ravine ayant drainé les écoulements pyroclastiques jusqu'au lit de la rivière. L'apex

correspond ainsi au point où la sédimentation des écoulements pyroclastiques passe d'un type « remplissage de vallée » à un type « delta pyroclastique » au sens strict.

- Les terminaisons désignent les points du delta les plus éloignés de l'apex et déterminent son extension maximale.
- Les bordures du delta désignent les limites latérales et la limite frontale de la structure et relient entre eux l'apex et les terminaisons.

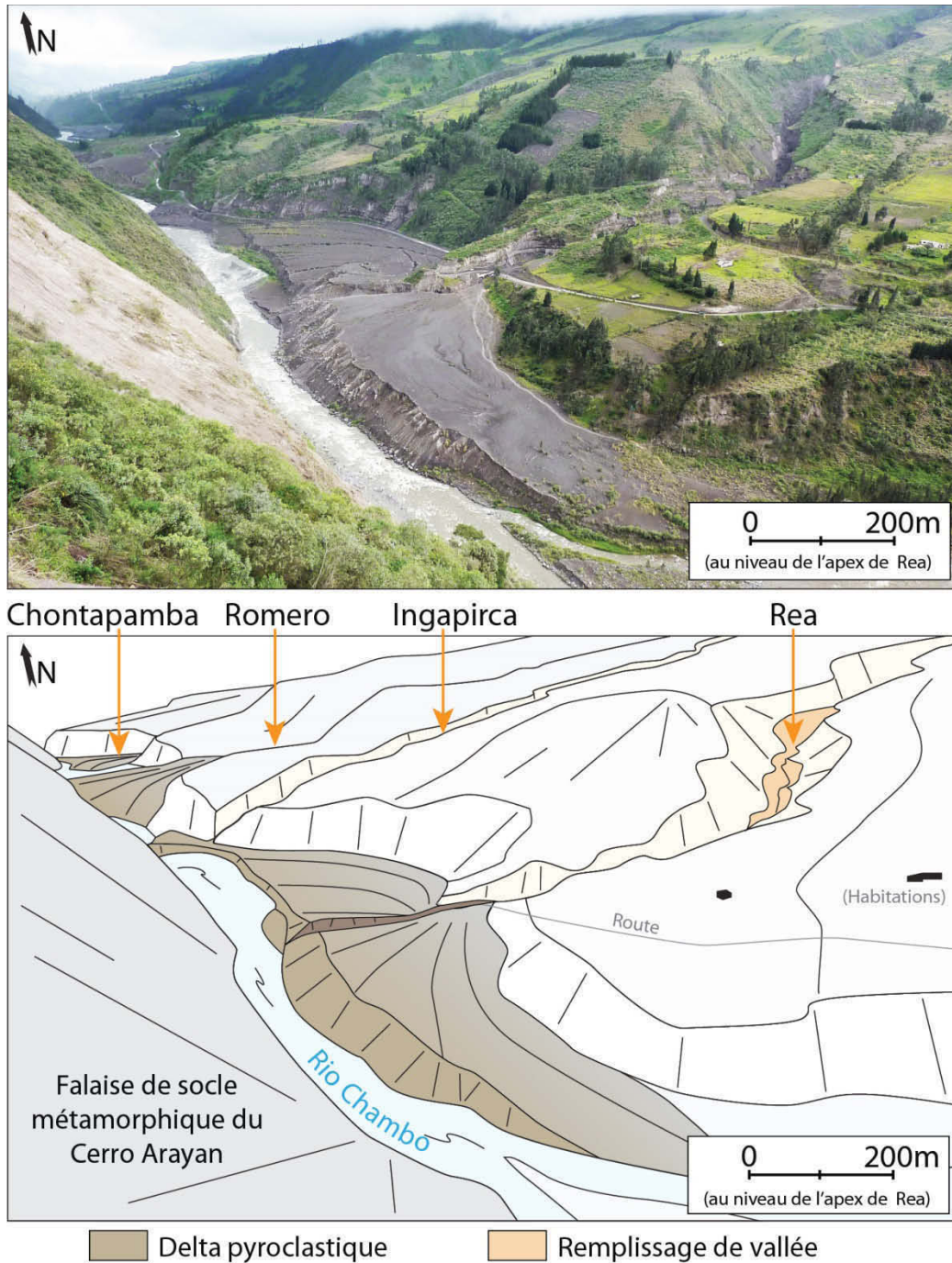


Fig. 2.18 : Illustration des deltas de Chontapamba, Romero et Rea tels qu'ils étaient lors de la mission de terrain de 2012 et vus depuis la falaise de socle métamorphique faisant face aux débouchés des ravines ayant drainé les écoulements. Le cratère du Tungurahua se situe dans le prolongement de ces ravines.

Quatre deltas principaux se sont formés au cours de l'éruption d'août 2006, et la majorité d'entre eux se sont mis en place à l'Ouest du volcan, dans le lit du rio Chambo. Il s'agit des deltas de Chomtapomba, Romero et Réa-Ingapirca (respectivement Nord au Sud, Figs. 2.1 et 2.18). Ces structures ont moulé le lit du rio Chambo et possèdent un allongement Nord-Sud. Un autre delta, appelé Mapayacu (du nom de la ravine dont il est issu), s'est formé au Sud du volcan dans le lit du rio Puela. Son apex est situé au Nord et son allongement est Est-Ouest (voir Figs. 2.1 et 2.19).

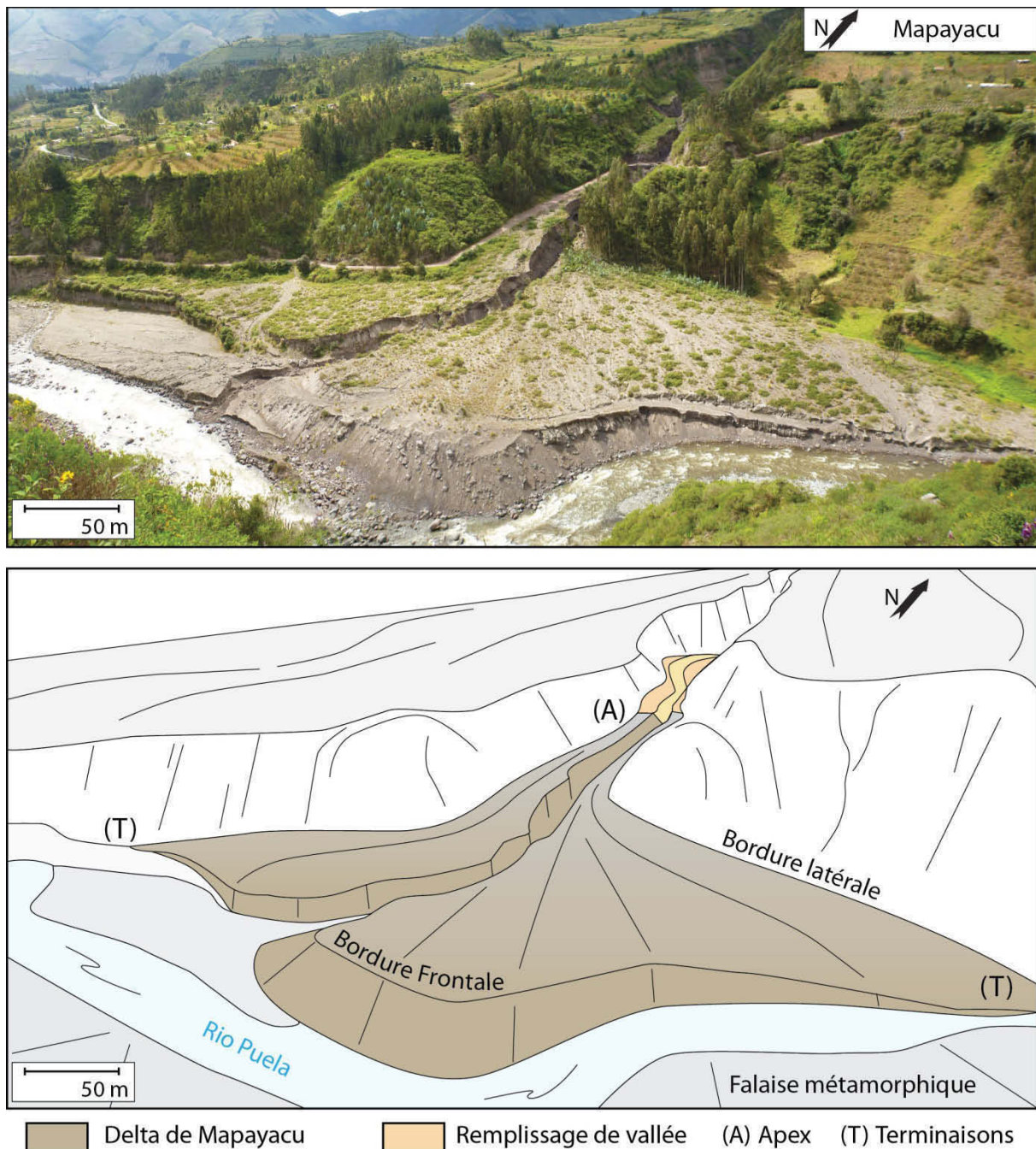


Fig. 2.19 : Morphologie typique d'un delta pyroclastique formé au cours de l'éruption d'août 2006 par sédimentation brutale des écoulements pyroclastiques dans le lit des rivières drainant le pied du Tungurahua, et terminologie employée pour caractériser leur géométrie.

Les deltas possèdent des tailles typiques comprises entre 600 et 1200 m de long pour 200 à 400 m de large et des épaisseurs variant entre 5 et 30 m. Leur surface possède une pente douce, de l'ordre de 4 à 6° en partant de l'apex vers la bordure frontale (Fig. 2.19). Les ravines de Romero et de Rea-Ingapirca étant situées à proximité l'une de l'autre, les deltas formés à leurs débouchés ont coalescé pendant l'éruption en une seule grande structure pluri-kilométrique (Hall et al., 2013). Cette sédimentation d'un volume important de matériel pyroclastique a barré les cours des rios Chambo et Puela, qui ont donné naissance à des lacs temporaires en amont de ces digues naturelles (Hall et al., 2013). La rupture rapide des barrages (dans la nuit du 18 août, soit ≈24 h après leur mise en place, Hall et al., 2013) a remobilisé une quantité importante des dépôts pyroclastiques primaires sous la forme de lahars et de coulées de débris.

2.5.B.b Méthode employée et protocole de calcul

Afin d'obtenir les volumes précis des différents deltas, j'ai choisi ici d'employer une méthode directe basée sur la reconstruction de pseudos-modèles numériques de terrain (MNT) de ces structures à partir de mesures télémétriques de leurs dimensions.

- Mesures télémétriques

Des stations de mesures ont été implantées sur l'ensemble des deltas, le long de profils transversaux reliés entre eux par des stations de liaison (Figs. 2.20 et 2.21). Les différentes stations ont été nivelées entre elles de manière relative par rapport à une station de référence aux coordonnées GPS (WGS84, UTM17S) connues, implantée au niveau de l'apex du delta (Fig. 2.21). Un télémètre laser TRUPULSE 360 a été utilisé pour mesurer ou calculer les distances réelles, horizontales et verticales (respectivement appelées SD, HD et VD ; précision ± 30 cm jusqu'à 1000 m) ainsi que les azimuts (Az, précision ± 1°) et inclinaisons (Inc, précision ± 0.25°) reliant les différentes stations de mesures (Figs. 2.20 et 2.21). Entre 40 et 60 stations, réparties sur 4 à 8 profils, ont été implantées sur chaque delta en fonction de sa taille.

Les relations trigonométriques simples entre la distance horizontale HD et l'azimut AZ (converti en radian) mesurées sur le terrain entre chaque station permet de calculer les coordonnées relatives ($X_r; Y_r$) de chacune des stations de mesure par rapport à la station de référence (Fig. 2.20), tel que :

$$\begin{cases} X_r = \sin(Az_{rad}).HD \\ Y_r = \cos(Az_{rad}).HD \end{cases} \quad (2.28)$$

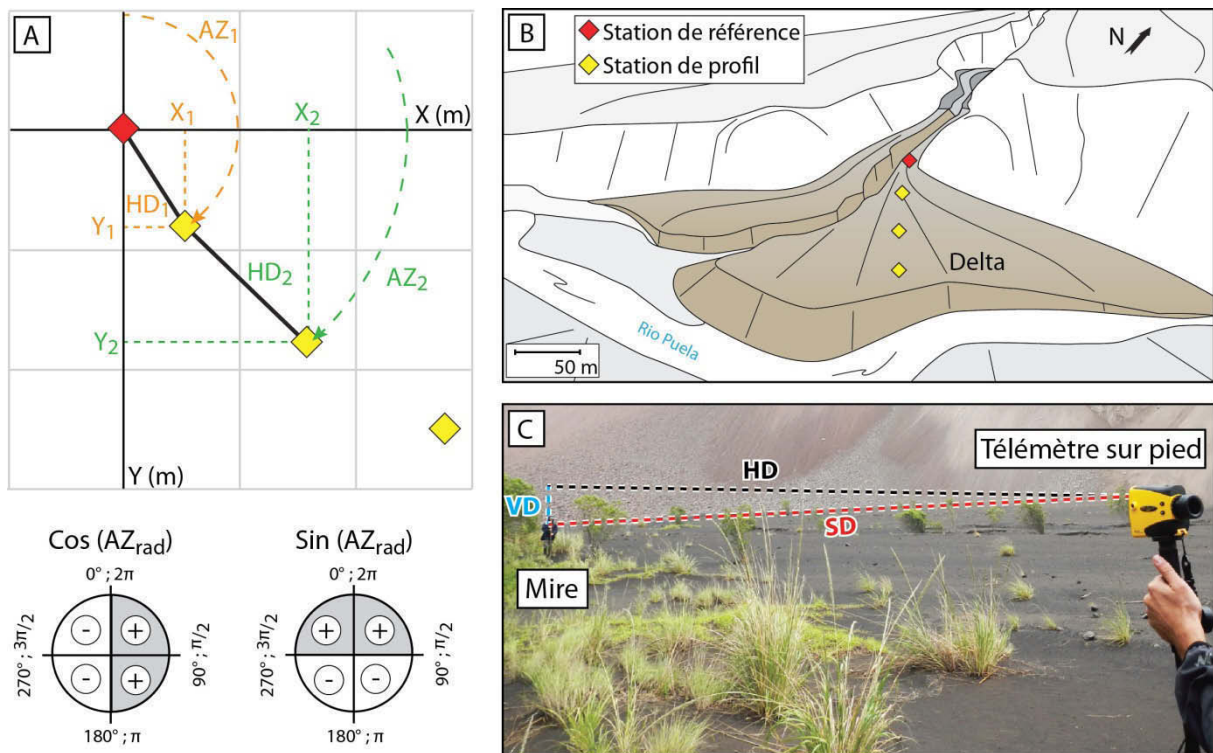


Fig. 2.20 : (A) Méthode de calcul des coordonnées relatives en X et Y des différentes stations de mesures par rapport à la station de référence d'un delta (B) pris comme exemple. (C) Exemple de mesure sur le terrain de la distance réelle (SD), horizontale (HD) et verticale (SD) entre deux stations.

Ces coordonnées relatives ($X_r; Y_r$) sont recalées dans le système de projection WGS84-UTM17S classique en se servant de la position GPS ($X_{ref}; Y_{ref}$) obtenue sur la station de référence pour obtenir les coordonnées ($X; Y$) géo-référencées de toutes les stations de mesure :

$$\begin{cases} X = X_r + X_{ref} \\ Y = Y_r + Y_{ref} \end{cases} \quad (2.29)$$

Afin de prendre en compte la partie des deltas remobilisée lors de la rupture des barrages (Hall et al., 2013) dans les calculs de volume, des stations de mesures ont été extrapolées de l'autre côté des rivières (Fig. 2.21). Cette implantation s'est faite à partir de la limite actuelle du delta, en visant horizontalement la falaise de l'autre côté du rio et peut être corrigée par la suite. Des images satellites ASTER acquises peu de temps après l'éruption (les 16/10/2006 et 21/02/2007) ainsi que des photographies de terrain prises dans les jours qui ont suivis ont également été utilisées pour reconstruire l'extension maximale initiale des deltas (Fig. 2.21). L'ensemble des stations de mesures, la localisation, et le nombre des profils réalisés sur chacun des différents deltas sont reportés sur des cartes données en annexes 4 de ce mémoire.

Enfin, l'altitude relative Z_n de chaque station de mesure n par rapport à la station de référence, placée arbitrairement à 0m, est calculée grâce aux distances verticales VD séparant deux stations consécutives (Fig. 2.21) telle que :

$$Z_n = \sum_{n=1}^n VD_n \quad (2.30)$$

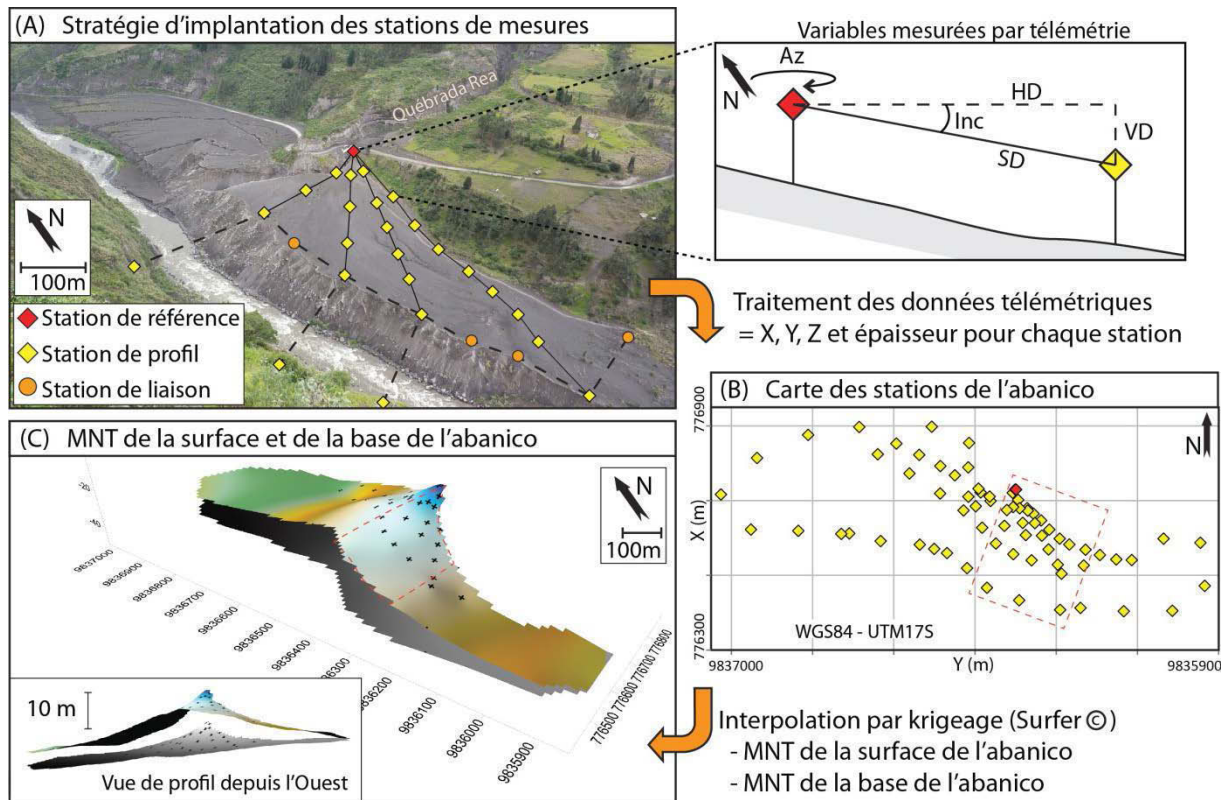


Fig. 2.21 : Résumé de la méthode de mesure télémétrique et de construction de pseudo-MNT permettant de calculer les volumes précis des deltas formés lors de l'éruption de 2006. **(A)** Implantation des stations de mesures sur le delta. **(B)** Nivellement des stations les unes par rapport aux autres dans le référentiel WGS84-UTM17S et création d'une carte des stations. En pointillé, la zone visible sur (A). **(C)** Interpolation des données et construction des MNT de la surface topographique du delta et de la surface pré-éruptive.

- Construction des pseudo-MNT

A ce stade, chaque station de mesure est devenue une variable régionalisée (Matheron, 1963) caractérisée par ses coordonnées géographiques (X,Y) et son altitude Z. Ces variables peuvent donc être utilisées pour reconstruire un modèle numérique de terrain (MNT) de la surface du delta, ce qui a été réalisé ici à l'aide au logiciel Surfer©. Ces données régionalisées discrètes doivent être étendues de manière à obtenir une surface continue. Différentes techniques d'interpolation existent (méthodes des plus proches voisins, régression linéaire, etc. ; voir Ripley, 1991) mais c'est la méthode d'interpolation linéaire par krigeage qui a été retenue ici (Krige, 1951 ; Matheron, 1963 ; Cressie,

1990). Cette dernière est en effet considérée comme le *meilleur estimateur linéaire non biaisé* (Journel et Huijbregts, 1978) car elle garantit le minimum de dispersion des données autour de la valeur moyenne et est ainsi adaptée au calcul de la topographie. Différentes étapes sont nécessaires pour obtenir ces MNT par krigeage :

- 1) La première étape consiste à calculer les variogrammes de chaque jeu de données, pour chaque delta. Les variogrammes caractérisent la continuité spatiale des données (ils illustrent comment les valeurs de Z varient à mesure que la distance entre des paires de stations de mesures augmente ; Barnes, 2014 et références citées), et sont utilisés pour caler les paramètres de l'interpolation par krigeage. Le variogramme expérimental (calculé à partir des données) est ajusté au mieux par un modèle de variogramme choisi parmi un large ensemble de fonctions mathématiques (linéaire, exponentielle, sphérique, etc ; Barnes, 2014). Dans le cadre de cette étude, le variogramme expérimental est ajusté au mieux par un modèle linéaire corrigé selon les cas de l'effet de pépite (variations brusques de la valeur entre deux stations de mesures proches).
- 2) L'interpolation des données se fait ensuite en utilisant les variogrammes définis plus haut, selon une grille rectangulaire dont le pas et la taille dépendent de la répartition des stations de mesures et des dimensions du delta. La surface ainsi obtenue représente le MNT des deltas pyroclastiques interpolé à partir des points de mesures.
- 3) Pour finir, ces MNTs sont traités de manière à isoler les limites de l'extension maximale des deltas (Fig. 2.21).

- **Mesure des épaisseurs et calcul des volumes**

Afin de calculer le volume de produits contenus dans les deltas pyroclastiques, il est nécessaire d'estimer leurs épaisseurs. Or, la base des deltas (i.e. la topographie pré-éruption du site) affleure à différents endroits :

- au niveau des ravines récentes qui entaillent les dépôts et qui partent de l'apex des deltas en direction de leurs bordures frontales (ex : Figs. 2.18 et 2.19). Ces affleurements donnent ainsi une bonne idée de l'évolution radiale de l'épaisseur des deltas.
- au niveau du cours actuel des rios Chambo et Puela, qui ont retrouvé leur niveau d'équilibre pré-éruption et qui recoupent ainsi les deltas jusqu'à leur base (Figs 2.18 et 2.19). Ces affleurements donnent une bonne idée des variations latérales d'épaisseur.

Le nombre d'affleurements où il est possible de mesurer les épaisseurs est cependant trop limité par rapport au nombre de stations de mesures pour pouvoir reconstruire directement la surface numérique correspondant à la topographie pré-éruptive des sites. Il est donc nécessaire de trouver un moyen pour estimer l'épaisseur du delta au niveau de chaque station de mesure.

Pour ce faire, des coupes radiales (partant de l'apex) et transversales (perpendiculaires à la direction de mise en place) ont été tracées sur chaque deltas. Comme le montre l'exemple de la figure 22, la surface topographique de ces structures est concave dans la direction radiale, et de moins en moins incurvée à mesure que l'on se rapproche de la direction préférentielle de mise en place (i.e.d. face à l'ouverture de la ravine). Les coupes transversales montrent quant à elles que les deltas sont bombés dans l'axe de la ravine, où l'épaisseur augmente fortement. Ces coupes montrent aussi que des fonctions mathématiques simples de type polynomiales sont à même de décrire de manière satisfaisante à la fois la surface topographique des deltas mais aussi leur niveau de base. Les épaisseurs des deltas ont ainsi pu être extrapolées au niveau de chacune des stations de mesure grâce aux fonctions polynomiales du type $ax^2 - bx - c$ (avec a , b et c constants) ajustant au mieux les valeurs d'épaisseur mesurées sur le terrain.

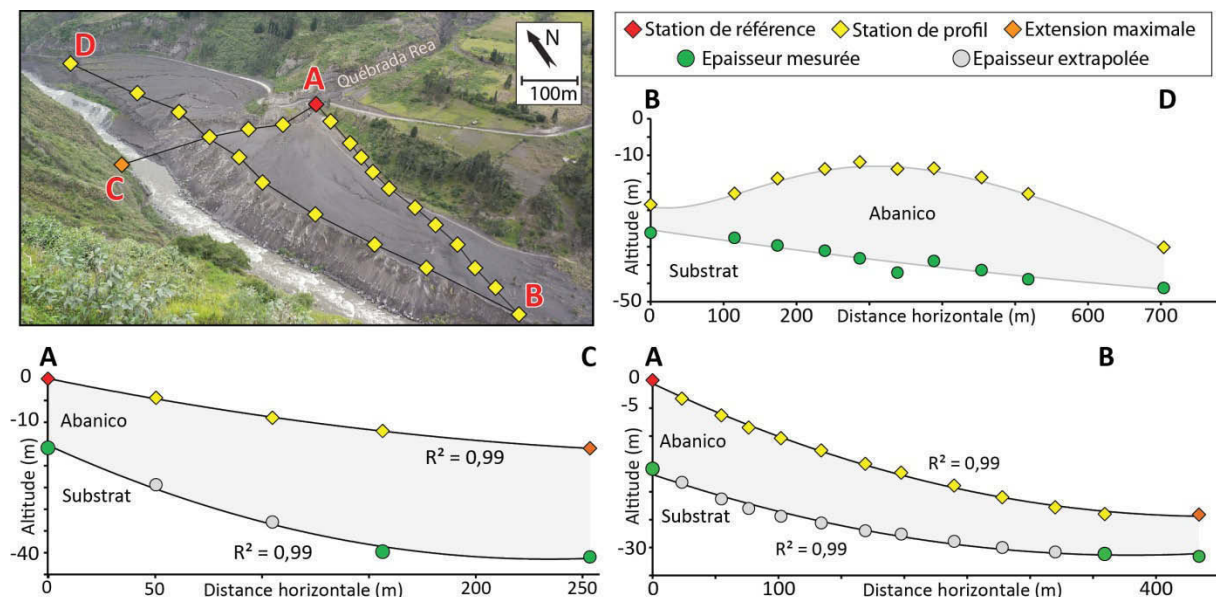


Fig. 2.22 : Exemple de coupes radiales (A-B) et (A-C) et transversale (B-D) le long du delta de Rea montrant la morphologie de la surface et de la base de la structure. L'épaisseur du delta le long des coupes radiales est extrapolée grâce à une fonction polynomiale du type $ax^2 - bx - c$, avec a , b et c constants, à partir des stations où l'épaisseur a pu être mesurée.

A ce stade, toutes les stations de mesure géo-référencées possèdent une altitude de surface (en relatif par rapport à la station de base) et une épaisseur. L'altitude de la base du delta peut alors être facilement calculée en soustrayant l'épaisseur de la structure à l'altitude de sa surface, au niveau de toutes les stations de mesure. Un MNT de la base du delta (i.e. de la topographie pré-éruptive du site) peut alors être reconstruit en utilisant la même méthode que celle décrite précédemment. La soustraction des deux MNT obtenus (surface vs. base de la structure) via l'outil « volume » du logiciel Surfer© permet de calculer le volume total des différents deltas étudiés.

2.5.B.c Estimation de l'incertitude

La précision intrinsèque du télémètre laser TRUPULSE 360 utilisé pour effectuer les mesures est bonne (30 cm pour les distances jusqu'à 1000 m et 0.25° pour les angles), cependant, la répétition d'erreurs sur un grand nombre de mesures peut entraîner une dérive non négligeable qui doit être estimée. Des retours réguliers sur la station de base (définie à l'apex de chaque delta) au cours de l'acquisition des mesures permettent de mettre en évidence et de quantifier cette éventuelle dérive. La dérive verticale et latérale des mesures entre deux retours successifs sur la station de base pour l'ensemble des deltas est de 0,5 m en moyenne (maximum 0,8 m) pour l'altitude (Z) et de 7 m en moyenne (maximum 14 m) pour les coordonnées géographiques (X et Y). Ces variations ont été converties en incertitudes sur le volume total des deltas de la manière suivante :

- Les MNTs de deux deltas théoriques, respectivement épais de +1 m et -1 m par rapport au delta initial ont été construits de manière à évaluer l'impact de l'incertitude verticale. Les volumes de ces deltas théoriques représentent ainsi les variations maximales et minimales liées à l'incertitude verticale.
- Afin de prendre en compte l'incertitude horizontale, les aires des différents deltas ont été converties en cercle-équivalent, puis majorées et minorées de 14 m de diamètre afin de répercuter l'impact de l'incertitude horizontale maximale sur la surface des deltas. Ces incertitudes sur la surface ont ensuite été converties en pourcentage de variation pour évaluer leur impact sur le volume des deltas.

Ainsi, le volume de chaque delta individuel est encadré par un intervalle d'incertitudes, donné en pourcent. Le volume total de dépôts d'écoulements pyroclastiques contenus dans l'ensemble des deltas est quant à lui donné avec le pourcentage d'incertitude correspondant à la somme des incertitudes des différents deltas individuels. Il apparaît que l'incertitude totale sur le calcul de volume brut des deltas avec la méthode employée dans le cadre de cette thèse est de l'ordre de 17 %.

2.5.C. Volume des dépôts mis en place dans les ravines (ou « québradas »)

2.5.C.a Description des ravines

Le terme « québrada » désigne les ravines creusées par le ruissellement intermittent (i.e. non-pérenne) des eaux de pluie sur le flanc du volcan. La pluviométrie importante que reçoit le Tungurahua (ex : *Podwojewski et al., 2002*) se traduit en effet par une incision profonde des flancs, qui peut atteindre plusieurs dizaines de mètres par endroit (80 m à Rea par exemple, voir Fig. 2.18).

Les ravines bien individualisées, et visibles au pied de l'édifice (Figs. 2.18 et 2.19), ont tendance à se ramifier en de multiples branches à mesure que l'on remonte sur les hauteurs du volcan (Fig. 2.1). Une ravine principale à la base du volcan peut ainsi être le débouché d'un vaste réseau hydrographique, susceptible de drainer une partie importante des écoulements pyroclastiques. Les campagnes de terrain menées dans le cadre de cette thèse (en 2012 et 2013) ainsi que les travaux de *Kelfoun et al. (2009)*, *Hall et al. (2013)* et *Douillet et al. (2014a)* ont montré que les ravines de toute la moitié Ouest de l'édifice ont été préférentiellement affectées, et en partie occupées par les dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption de 2006. Il est important de noter ici que l'incision importante des ravines a inhibé de manière significative la mise en place de faciès de débordement (« overbank » en anglais) des écoulements pyroclastiques. Ces derniers sont restés principalement canalisés dans les ravines et le calcul du volume de produits associés aux écoulements denses doit donc se limiter à ces cibles. Seuls les écoulements pyroclastiques dilués (« surges ») ont pu se répandre de part et d'autre des ravines, comme par exemple à Ashupashal (*Douillet et al., 2014a et b*). La seule exception notoire se situe dans la partie inférieure de la ravine de Juive, à partir de 2300 m a.s.l., où la morphologie moins encaissée des ravines s'est traduit par le développement de faciès de débordements de la partie dense des écoulements (Fig. 2.2).

2.5.C.b Méthode employée et protocole de calcul

Après leur mise en place, les produits contenus dans les ravines ont été remobilisés très vite sous forme de lahars et seuls quelques reliquats de dépôts subsistent aujourd'hui. L'approche directe de calcul de volume utilisée pour les deltas ne peut donc pas être employée pour les ravines. La méthode utilisée ici est ainsi basée sur l'exploitation croisée des données de terrain et de données cartographiques traitées avec des logiciels de « système d'information géographique » ou SIG. Cette technique est classiquement utilisée pour calculer les volumes de produits (lahars, PDCs, coulées de lave) mis en place au sein de zones confinées (ex : *Charbonnier et Gertisser, 2011* ; *Solikhin et al., 2012* ; *2015* ; *Cronin et al., 2013*).

- Répartition spatiale des dépôts

La première étape de la méthode consiste à repérer les québradas affectées par les écoulements pyroclastiques et à délimiter les contours des dépôts au sein de ces dernières. Ce travail a été effectué avec le logiciel de SIG Mapinfo© (Fig. 2.23) en utilisant les éléments suivants :

- les courbes de niveaux à 20 m et le tracé des ravines relevés par l'Institut Géographique Militaire équatorien (IGM).

- deux scènes ASTER (composition colorée RVB à partir des canaux 1, 2 et 3 ; résolution du pixel 15x15 m au nadir, i.e. à la verticale du satellite ; source : *ava.jpl.nasa.gov*) datées des 16/10/2006 et 21/02/2007 soit deux et six mois après l'éruption.
- les données disponibles dans la littérature (*Kelfoun et al., 2009 ; Samaniego et al., 2011 ; Hall et al., 2013 ; Douillet et al., 2014a*), et aux notes de terrain de J-L Le Penneac prises dans les jours qui ont suivi l'éruption.
- Les données de terrain géo-référencées acquises dans le cadre de cette thèse, notamment au niveau de la zone Juive Grande.

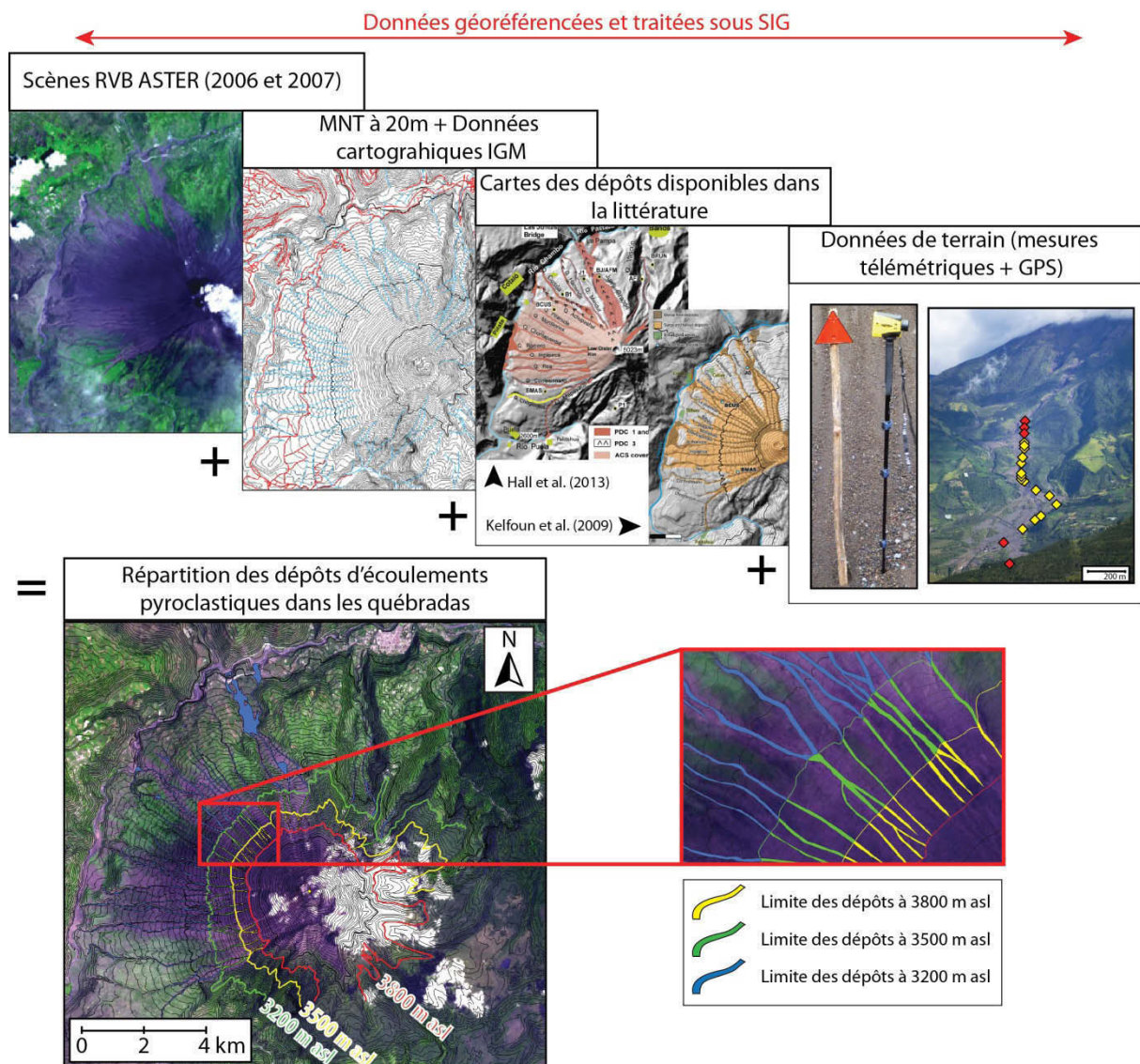


Fig. 2.23 : Résumé de la méthode ayant permis de délimiter les contours des dépôts d'écoulements pyroclastiques mis en place dans les ravines au cours de l'éruption d'août 2006 sur le logiciel de SIG Mapinfo®, à partir des données de base décrites dans la figure. Les différentes limites d'altitude des dépôts ont été utilisées pour estimer une partie de l'incertitude associée à la méthode (voir texte). IGM = Instituto Geográfico Militar, Equateur.

La limite supérieure des dépôts correspond à la côte 3500 m a.s.l., identifiée comme étant le niveau le plus élevé où la sédimentation des écoulements denses commence (voir 2.2.A). La limite inférieure correspond à l'apex des deltas lorsque les écoulements pyroclastiques ont atteint la base du volcan et au point où les écoulements se sont arrêtés dans les autres cas (Fig. 2.1). La longueur des ravines affectées par les écoulements est comprise entre 8,7 km (Confesionario, au Sud) et 4,2 km (Ulba et Vascún, au Nord). Les dépôts font quant à eux entre 5 et 30 m de large en surface, ce qui correspond bien aux ordres de grandeur des largeurs de ravines mesurées sur le terrain lors des missions de 2012 et 2013.

L'aire de chaque polygone ainsi délimité est calculée sous Mapinfo©. Elle correspond à la surface de dépôt d'écoulements pyroclastiques contenus dans une quebrada donnée. Ces dernières étant issues de projections planaires (images satellites et cartes), une correction est effectuée afin de prendre en compte la pente de l'édifice. Une pente de 20°, qui correspond à une valeur moyenne entre le cône inférieur et intermédiaire (voir Chapitre 1), est utilisée pour calculer l'aire corrigée A_{corr} à partir de l'aire plane A_{plan} , tel que :

$$A_{corr} = \frac{A_{plan}}{\cos 20^\circ} \quad (2.31)$$

- **Mesure des épaisseurs et calcul des volumes**

Des mesures systématiques d'épaisseur des dépôts contenus dans les ravines sont difficilement réalisables à cause du nombre très important de ravines affectées par les écoulements pyroclastiques, de la difficulté d'accès et de la dangerosité de ces zones (passages de lahars, éboulements, etc), ainsi que de la remobilisation rapide de la majorité des produits après l'éruption. Une partie significative des dépôts d'écoulements pyroclastiques a cependant été préservée dans la partie Nord de l'édifice, au niveau de la zone de Juive. Celle-ci est composée en amont par 3 ravines principales qui débouchent vers la base de l'édifice (2300 m a.s.l.) dans une zone moins encaissée (Fig. 2.2). Des mesures d'épaisseur ont été effectuées au niveau de 22 affleurements répartis le long des 4 km de la ravine Ouest puis centrale de Juive, depuis la base de l'édifice (1900 m a.s.l.) jusqu'aux parties hautes de la ravine (3100 m a.s.l., voir Fig. 2.1). La densité des points de mesures a été augmentée au niveau de la zone de débordement des écoulements pyroclastiques afin de mieux documenter les variations d'épaisseurs à cet endroit.

Il apparaît que l'épaisseur de dépôts est croissante vers l'aval et passe de 2 m au niveau du point de mesure le plus haut (3100 m a.s.l.) à 5-7 m au niveau de la zone d'épandage basale des écoulements (entre 2100 et 1900 m a.s.l.). Cette croissance de l'épaisseur avec la distance à l'événement a été reconnue sur de nombreux autres volcans du globe est corrélée à la pente des édifices (ex : Cole

et al., 2005 ; Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Solikhin et al., 2012). La présence d'une importante zone d'épandage à la base de Juive empêche cependant d'utiliser la méthode des segments décrite par Charbonnier et Gertisser (2011) car l'étalement conséquent des écoulements entraîne d'importantes variations d'épaisseurs des dépôts. Une valeur moyenne e_{moy} sur l'ensemble de la ravine de Juive a ainsi été calculée à partir des épaisseurs e_i mesurées sur les différents affleurements et pondérées par la distance d_i entre chaque point de mesure telle que :

$$e_{moy} = \frac{\sum_{i=1}^n (d_i \times e_i)}{\sum_{i=1}^n d_i} \quad (2.32)$$

Le poids de chaque mesure d'épaisseur est donc fonction de la taille du segment entre les différents points successifs d'observation. Cette technique permet de tenir compte des variations latérales importantes d'épaisseurs observées dans les ravines. L'épaisseur moyenne pondérée ainsi calculée est de 3,1 m. En faisant l'hypothèse que cette valeur peut être extrapolée aux autres ravines du volcan, il est possible de calculer le volume de PDCs contenu dans chacune d'entre elles (en multipliant l'aire des dépôts par l'épaisseur moyenne), et d'obtenir ainsi le volume total de dépôts de PDCs mis en place dans les ravines.

2.5.C.c Estimation de l'incertitude

L'incertitude associée à la méthode de calcul employée ici porte sur plusieurs points. Tout d'abord, la limite supérieure des dépôts de PDCs dans les ravines est incertaine. La limite d'un polygone est en effet franche, tandis que la limite des dépôts sur le terrain peut être progressive et/ou discontinue. Le point le plus élevé de la sédimentation est estimé à 3500 m .a.s.l dans le cadre de cette thèse (voir 2.2.A). Or, des données thermiques (Kelfoun et al., 2009) montrent que des dépôts fin et/ou discontinus peuvent s'être formés jusqu'à 3800 m d'altitude (voir Fig. 1.18). Afin d'estimer l'incertitude liée à l'altitude de la limite supérieure des dépôts, les volumes ont été calculés pour des dépôts ayant une limite supérieure à 3200 m a.s.l. (hypothèse minimale) puis à 3800 m a.s.l. (hypothèse maximale), comme illustré sur la figure 2.23. La différence entre ces deux volumes permet de définir la fourchette d'incertitude.

L'angle de correction utilisé pour projeter les aires planaires des dépôts sur la topographie inclinée du volcan correspond à une valeur moyenne de pente sur les cônes intermédiaires et inférieurs de l'édifice. Afin d'évaluer l'impact d'une variation de cet angle moyen sur les volumes calculés, deux angles de pente différents (15° et 25°) ont été testés afin d'avoir des volumes maximaux et minimaux.

Enfin, la plus grande incertitude provient de l'imprécision sur l'épaisseur moyenne pondérée calculée sur Juive et extrapolée à l'ensemble des ravines. Afin d'évaluer l'impact de cette incertitude sur les volumes, une fourchette d'épaisseurs comprise entre 2,2 et 4 m a été utilisée de manière à déterminer les volumes minimaux et maximaux de dépôts contenus dans les ravines, et ainsi quantifier l'incertitude associée. Ces valeurs de 2,2 et 4 m correspondent à la valeur de l'épaisseur moyenne e_{moy} des dépôts (3,1 m) encadrée par sa déviation standard.

2.5.D. Conversions en masses

Afin de pouvoir comparer la quantité de matière contenue dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques aux autres composants de l'éruption d'août 2006 (dépôts de retombées et coulée de lave), il est nécessaire de convertir les volumes obtenus en masse afin de s'affranchir des biais liés aux densités spécifiques des différents constituants contenus dans les dépôts.

Les volumes obtenus précédemment avec des méthodes différentes pour les deltas pyroclastiques et les ravines sont tout d'abord additionnés de manière à obtenir le volume total de produits contenus dans un réseau de drainage donné, nommé par la suite d'après le nom de la ravine principale. Ces volumes sont ensuite corrigés de leur porosité inter-granulaire moyenne ε définie dans la *section 2.3* de ce chapitre, afin de ne conserver que le volume de solide (dans l'hypothèse où il n'y a pas de variation radiale de distribution de la porosité dans le dépôt). Les volumes ainsi corrigés représentent donc un pseudo-DRE (Dense Rock Equivalent) si l'on considère que la porosité interne aux clastes est négligeable par rapport à la porosité inter-particulaire.

Une distribution granulométrique ainsi qu'une composition en masse moyenne des dépôts sont ensuite déterminées pour un site donné à partir des différents échantillons analysés. La densité spécifique de chaque type de constituant est ensuite utilisée pour calculer la masse de produits contenus dans un volume donné, tel que :

$$M_{\text{tot}} = G_i^{\text{moy}} \times C_{ij}^{\text{moy}} \times d_j \times V_{\text{tot}} \quad (2.33)$$

avec G_i^{moy} la distribution granulométrique moyenne de chaque fraction i du dépôt (voir 2.2.D), C_{ij}^{moy} la composition moyenne en constituants j de la fraction i , d_j les densités moyennes des différents constituants j et V_{tot} le volume total de produits corrigé de la porosité inter-granulaire. Chaque paire ravine-delta pour lequel des données sont disponibles (voir Fig. 2.1) possède donc sa propre composition et sa propre granulométrie, qui seront utilisées pour les conversions en masse. Les valeurs moyennes de composition et de distribution granulométrique géographiquement les plus proches des québradas n'ayant pas été échantillonnées sont utilisées pour effectuer les conversions en masse de l'ensemble des volumes des dépôts.

2.6. Résultats

Les résultats seront présentés dans cette section en suivant l'ordre établi lors du détail des méthodes. La composition lithologique des dépôts sera ainsi détaillée, puis leurs distributions granulométriques, la morphologie de leurs particules, les caractéristiques de la matrice, et enfin les bilans de matière et de mobilité pour l'ensemble des écoulements. 33 sites ont été retenus pour l'échantillonnage physique des dépôts. 27 d'entre eux ont pu être traités par analyse d'image d'après les critères définis dans la *section 2.2*, ce qui a permis d'individualiser près de 58 000 clastes, qui ont été analysés quantitativement d'un point de vue lithologique, granulométrique et morphologique.

2.6.A. Composition lithologique des dépôts

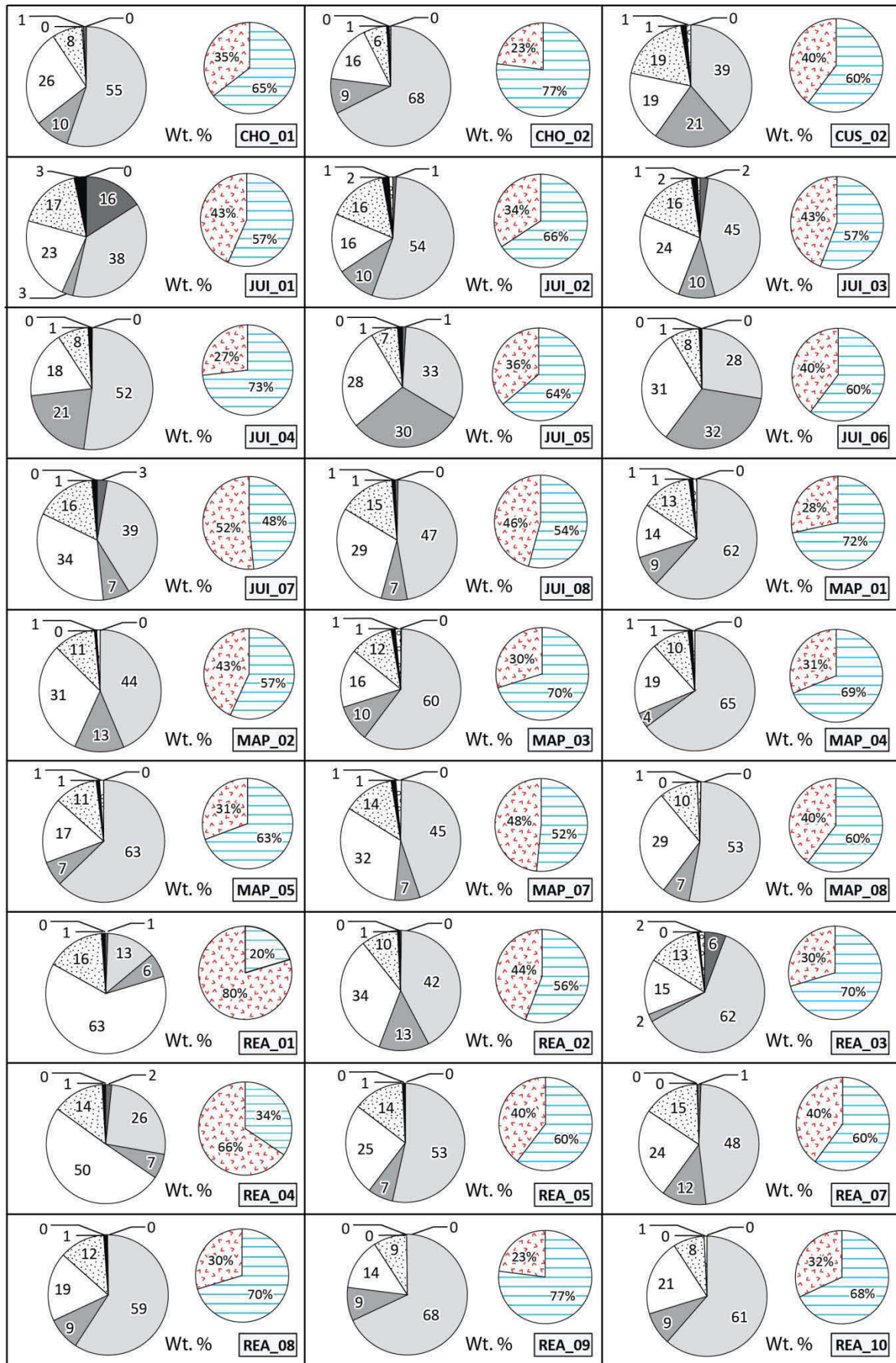
2.6.A.a Compositions totales en masse des dépôts

Les études quantitatives de composition lithologique des produits couplées à la méthode d'échantillonnage mixte développée dans le cadre de cette thèse permettent de déterminer les proportions totales en masse de chacun des 7 constituants lithologiques identifiés dans les dépôts. Ces données quantitatives permettent ainsi d'exprimer la composition en masse des dépôts 1) en fonction de la nature juvénile ou non-juvénile de leurs constituants (*voir 2.2.C*) ou 2) suivant le détail de leur composition lithologique, en fonction des proportions en masse des 7 familles de constituants présents (Fig. 2.24).

Les proportions en masse de matériaux juvéniles et non-juvéniles des 27 échantillons analysés sont relativement constantes, quelle que soit la position latérale ou radiale de l'échantillon analysé (Fig. 2.24), autour de 61 ± 12 wt. % de juvénile (minimum 23 wt. %, maximum 80 wt. %) et de 39 ± 12 wt. % de non-juvéniles (minimum 20 wt. %, maximum 77 wt. %). Le détail des 7 constituants montre que 4 des familles lithologiques sont largement majoritaires dans les dépôts et représentent en moyenne 97 wt. % des produits : il s'agit des fragments de bombes (*FB*), des juvéniles denses (*D*), des laves anciennes (*OL*) et des oxydés (*O*) ; les proportions de ces constituants sont détaillées dans le paragraphe suivant, voir aussi Fig. 2.24). Les 3 autres types de constituants, qui sont les bombes scoriacées (*SB*), les scories noires anciennes (*OS*) et les ponces anciennes (*OP*) sont très minoritaires (les proportions de ces constituants sont détaillées dans le paragraphe suivant, voir aussi Fig. 2.24).

Fig. 2.24 (page suivante) : Proportions en masse (wt. %) des différents constituants lithologiques présents dans les 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques analysés dans le cadre de cette thèse, et proportions en masse (wt. %) de matériaux juvéniles et non-juvéniles. *SB* = Bombes scoriacées, *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes et *OP* = Ponces anciennes.

Fig. 2.24



Juvéniles (détail : SB FB D)
 Non-Juvéniles (détail : OL O OS OP)

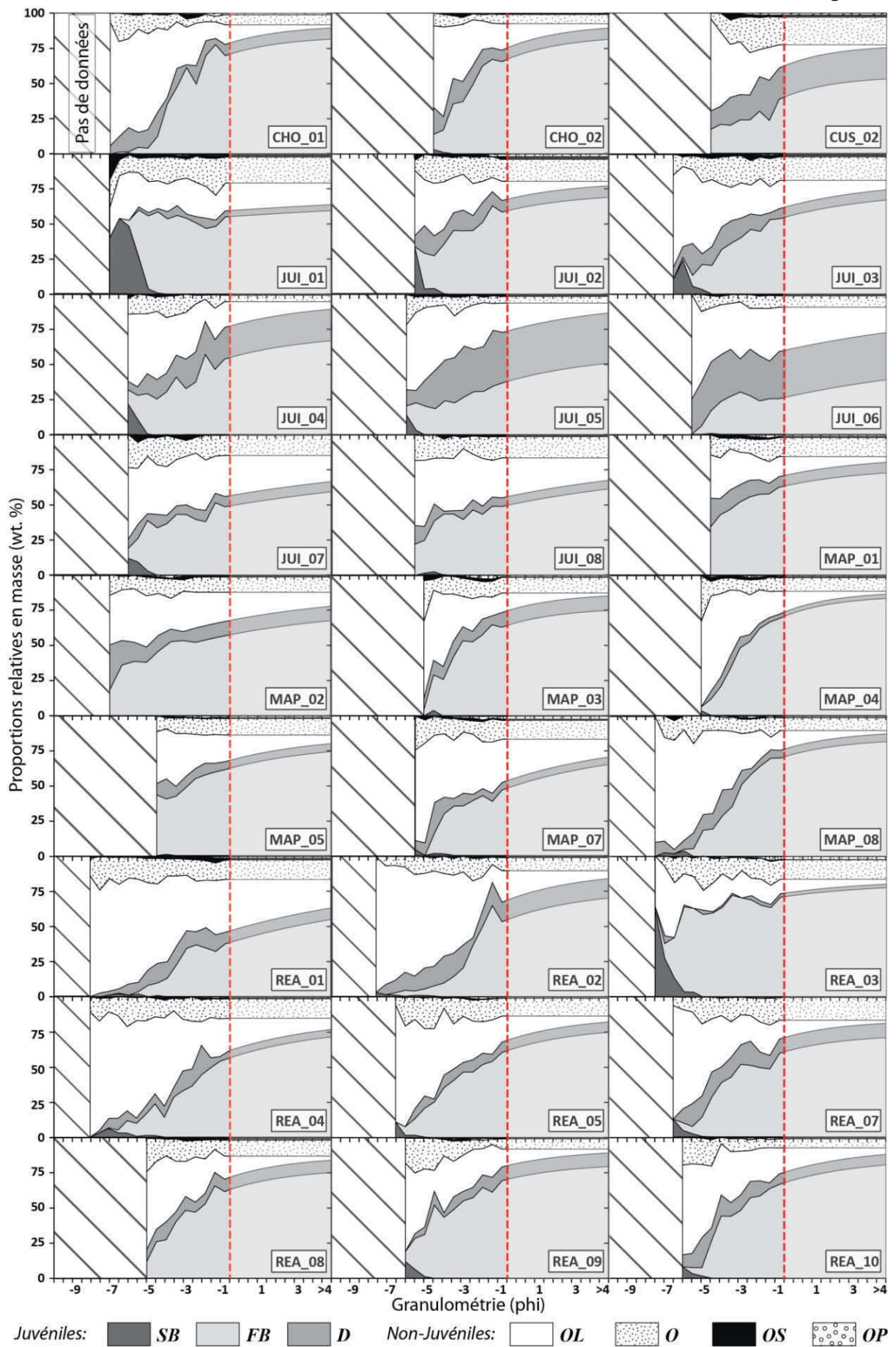
Les proportions en masse des constituants majoritaires des dépôts varient cependant d'un échantillon à l'autre (Fig. 2.24). Les fragments de bombes (*FB*) représentent le constituant juvénile majoritaire des dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua, et participent en moyenne pour 49 ± 14 wt. % de la masse des dépôts (minimum 13 wt. %, maximum 68 wt. %). Les juvéniles denses (*D*) présentent de fortes variations de leurs proportions en fonction des différents échantillons analysés (minimum 2 wt. %, maximum 33 wt. %), ce qui se traduit par une valeur moyenne avec une forte dispersion (11 ± 7 wt. %). Pour les constituants non-juvéniles majoritaires, les proportions de laves anciennes (*OL*) dans les dépôts varient d'un échantillon à l'autre autour d'une valeur moyenne assez élevée de 25 ± 11 wt. % (minimum 13 wt. %, maximum 63 wt. %) et représentent le composant non-juvénile majoritaire. Les proportions en masse des clastes oxydés (*O*) sont remarquablement constantes dans les différents échantillons, ce qui se traduit par une valeur moyenne avec une faible dispersion de 12 ± 3 wt. % (minimum 6 wt. %, maximum 19 wt. %). Bien que présentes au niveau de la plupart des affleurements, les scories noires (*OS*) et les ponces (*OP*) anciennes ne représentent que $1,5 \pm 0,9$ wt. % de la masse des dépôts. Les bombes scoriacées (*SB*) ne sont pas présentes dans tous les faciès échantillonnés, ce qui se traduit par une faible moyenne et une forte variabilité de leur proportion ($1,3 \pm 3,1$ wt. %). Les *SB* peuvent cependant former jusqu'à 16 wt. % des dépôts dans certains cas et nous reviendrons par la suite sur ce constituant.

2.6.A.b *Composition lithologique vs. granulométrie*

La méthode intégrée d'analyse texturale des dépôts développée dans ce mémoire permet de quantifier de manière systématique les variations de compositions lithologiques des produits sur l'ensemble de leur gamme granulométrique, au demi- ϕ (Fig. 2.25). Il apparaît que 1) la composition lithologique des dépôts est fortement corrélée à la taille des fragments et que 2) les différents types de constituants lithologiques présentent des distributions variées de leur concentration (Fig. 2.25). Le but de cette section est de décrire ces variations, et d'introduire un indice permettant de les quantifier.

Fig. 2.25 (page suivante): Proportions relatives en masse (wt. %) des différents constituants lithologiques des 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques présentées en fonction de la taille au demi- ϕ des fragments. Le trait rouge en pointillés représente la taille à partir de laquelle les données de composition lithologique sont extrapolées avec la méthode décrite dans la section 2.2.C.c de ce mémoire. *SB* = Bombes scoriacées, *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes et *OP* = Ponces anciennes.

Fig. 2.25



Les bombes scoriacées (*SB*) ne se retrouvent que dans les fractions très grossières ($< -6 \phi$) des dépôts et sont absentes dans 5 des échantillons (Fig. 2.25). Les fragments de bombes (*FB*) les plus grossiers coïncident avec les tailles pour lesquelles les proportions de *SB* commencent à diminuer (aux alentours de -5ϕ), et leur proportion augmente de manière très marquée avec une diminution de la taille des grains pour passer de quelques pourcents en poids dans le grossier à plus de 50 wt. % vers -1ϕ dans la plupart des cas (25 échantillons sur 27, Fig. 2.25).

Les proportions de juvéniles denses (*D*) varient fortement d'un échantillon à l'autre (entre 2 et 32 wt. %) mais restent constantes sur toute la gamme granulométrique investiguée pour un échantillon donné (Fig. 2.25). Les laves anciennes (*OL*) sont le constituant dominant des fractions grossières des dépôts ($< -4 \phi$) où elles peuvent représenter jusqu'à 90 wt. % des produits de la fraction -6ϕ . La proportion de *OL* diminue rapidement vers les fins et ne représente plus qu'une dizaine de pourcent en poids des dépôts aux alentours de -1ϕ . Les fragments oxydés (*O*) sont caractérisés par des proportions en masse remarquablement constantes (aux alentours de 10 wt. %, Figs. 2.24 et 2.25), que ce soit d'un échantillon à l'autre ou en fonction de la taille pour un échantillon donné. Les scories noires anciennes (*OS*) et les ponces anciennes (*OP*) ensemble ne représentent que quelques pourcents en poids (< 2 wt. %) des échantillons et les tendances qui se dégagent ne sont pas claires. Les *OS* montrent une certaine stabilité en fonction de la taille des clastes, tandis que les *OP* semblent être enrichies dans les fins (Fig. 2.25).

Tous les diagrammes de la figure 2.25 montrent des variations avec la même tendance : il y a une forte corrélation entre la composition lithologique des dépôts et la taille des fragments, notamment pour les constituants *SB*, *FB* et *OL*. Les fractions granulométriques grossières des dépôts (-8 à -4ϕ) sont caractérisées par un enrichissement très marqué en laves anciennes (*OL*) par rapport aux fractions fines ($> -2 \phi$), qui sont quant à elles riches en *FB* et pauvres en *OL*.

Afin de quantifier l'importance des variations de la composition lithologique des dépôts en fonction de la taille des fragments, nous proposons d'introduire ici un indice simple, appelé « Size-dependent Componentry Index » (ou « SCI »), qui rend compte de l'évolution des proportions d'un constituant donné au sein de la distribution granulométrique des dépôts. L'indice proposé ici correspond à la soustraction de la proportion en masse d'un constituant *j* dans la fraction fine du dépôt à la proportion de ce même constituant dans la fraction grossière. Afin de s'affranchir des différences entre les quantités relatives des constituants présents dans les échantillons analysés, les proportions en masse sont normalisées par rapport à la quantité totale (en wt. %) de constituant *j* contenue dans les fractions granulométriques investiguées. Afin que les échantillons puissent être comparés entre eux de manière objective, les bornes supérieures et inférieures de cet indice ont été fixées de manière à ce que les fractions granulométriques soient présentes dans l'ensemble des

échantillons. Dans cette étude, les bornes seront donc $-4,5 \phi$ pour la fraction grossière et $-1,5 \phi$ pour la fraction intermédiaire. Le « SCI » s'écrit alors :

$$SCI_j = \frac{P_j^{-1,5\phi}}{(P_j^{-1,5\phi} + P_j^{-4,5\phi})} - \frac{P_j^{-4,5\phi}}{(P_j^{-1,5\phi} + P_j^{-4,5\phi})} \quad (2.34)$$

avec $P_j^{-1,5\phi}$ et $P_j^{-4,5\phi}$ les proportions respectives du constituant j dans les fractions granulométriques $-1,5 \phi$ et $-4,5 \phi$. Le SCI d'un constituant donné est donc compris entre -1 et 1 : un SCI négatif indique que le constituant est enrichi dans les fractions grossières tandis qu'un SCI positif indique que le constituant est enrichi dans les fractions fines. Un SCI proche de 0 indique que les proportions (en wt. %) à $-4,5 \phi$ et $-1,5 \phi$ sont égales. La figure 2.26 présente les SCI des 7 constituants lithologiques présents dans les 27 échantillons analysés.

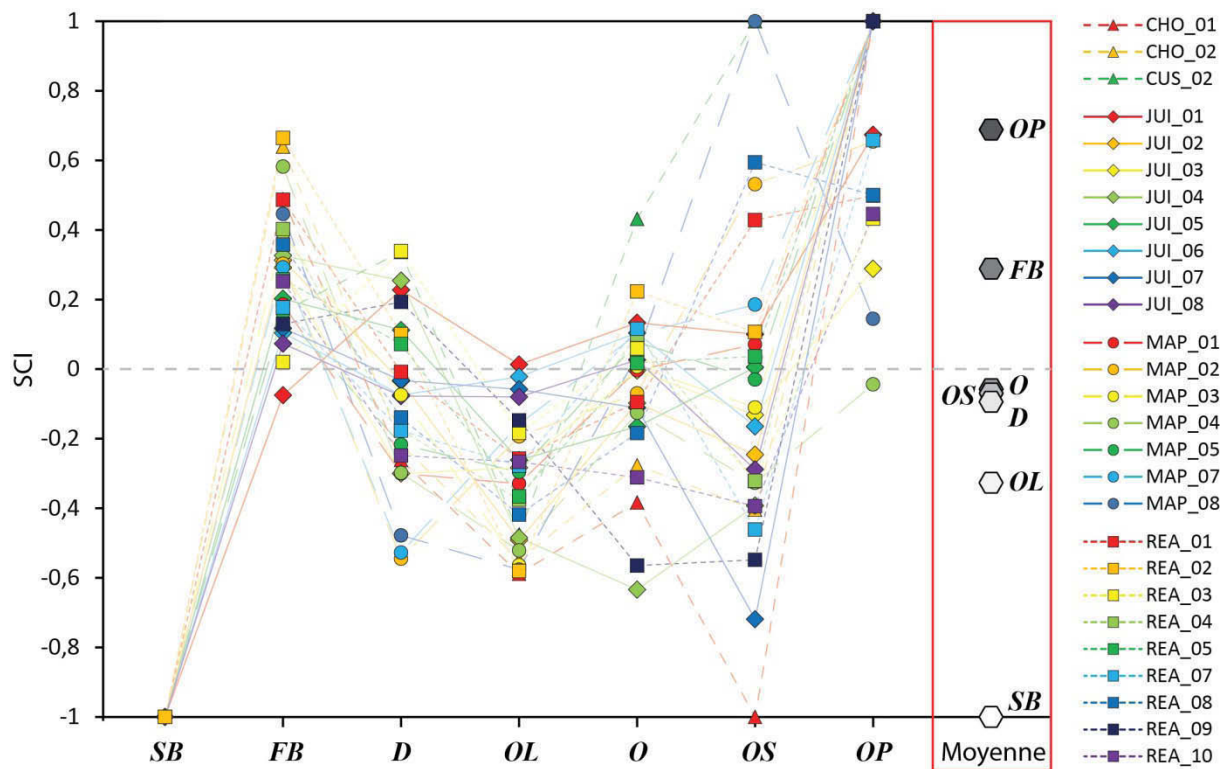


Fig. 2.26 : Indices SCI (pour « Size-dependent Componentry Index », voir texte) des 7 classes de constituants présents dans les 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques analysés. La colonne « Moyenne » donne les SCI moyens sur l'ensemble des échantillons pour les 7 classes de constituants. *SB* = bombes scoriacées, *FB* = fragments de bombes, *D* = juvéniles denses, *OL* = laves anciennes, *O* = clastes oxydés, *OS* = scories noires anciennes et *OP* = ponces anciennes.

Les bombes scoriacées (*SB*) présentent un SCI égal à -1 dans tous les échantillons (Fig. 2.26), ce qui signifie qu'elles ne sont présentes que dans la fraction grossière des dépôts. Les fragments de bombes (*FB*) ont des SCI positifs dans chaque cas (26 échantillons sur 27, SCI = 0,26 en moyenne ;

Fig. 2.26), ce qui signifie que les proportions en masse de ce constituant sont dans tous les cas plus importantes dans les fractions fines que dans les fractions grossières et donc que les *FB* sont enrichis dans les fins. Les SCIs des ponces anciennes (*OP*) présentent une tendance similaire (SCI = 0,69 en moyenne ; Fig. 2.26). A l'inverse, les SCIs des laves anciennes (*OL*) sont négatifs (SCI = -0,33 en moyenne ; Fig. 2.26), ce qui signifie que ce constituant est plus concentré dans les fractions grossières. Les SCIs des juvéniles denses (*D*), des clastes oxydés (*O*) et des scories noires anciennes (*OS*) sont proches de 0 (leur valeurs moyennes sont de $-0,07 \pm 0,02$, Fig. 2.26), ce qui signifie que les proportions de ces constituants ne sont pas corrélées à la taille des clastes.

De plus, la figure 2.25 semble montrer que la diminution des proportions en masse des laves anciennes (*OL*) vers les fines est compensée par une augmentation des proportions de fragments de bombes (*FB*). Afin d'illustrer cette tendance, la figure 2.27 présente le SCI des fragments de bombes (*FB*) en fonction de celui des laves anciennes (*OL*) pour l'ensemble des échantillons étudiés. Il s'avère que la corrélation entre ces deux constituants est nette (coefficient R^2 de 0,68), et qu'un lien génétique semble donc exister entre l'enrichissement en *FB* dans les fractions fines et l'appauvrissement concomitant en *OL*.

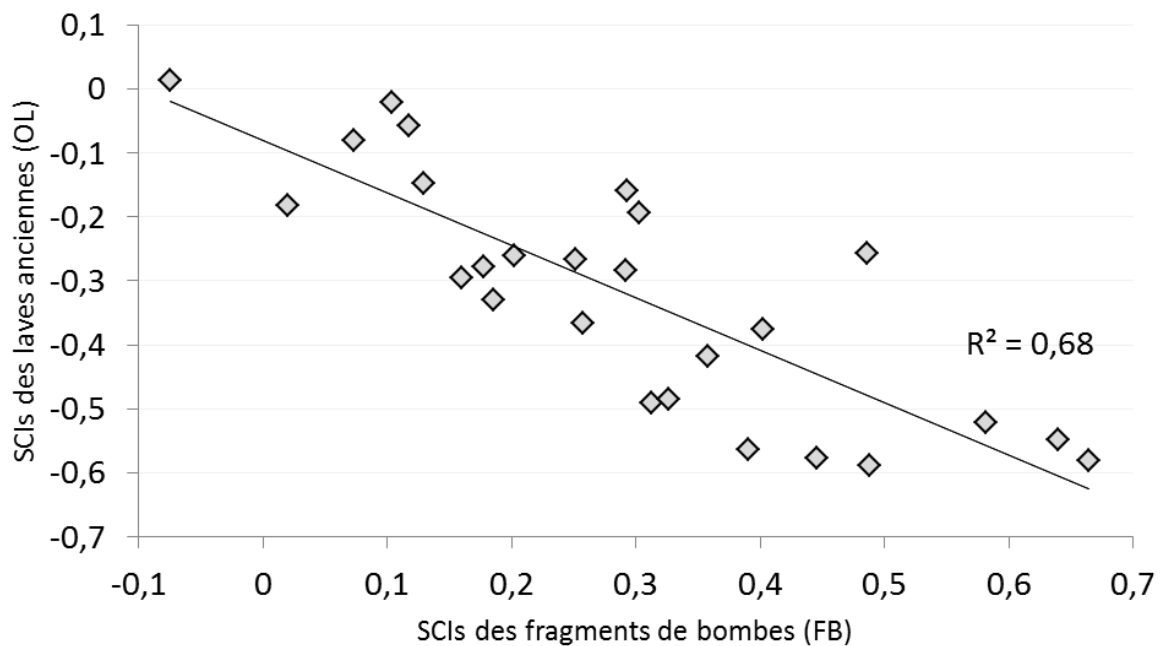


Fig. 2.27 : SCI des laves anciennes (*OL*) en fonction des SCI des fragments de bombes (*FB*) de l'ensemble des échantillons et droite de régression linéaire associée aux données.

2.6.A.c Variations lithologiques dans l'espace

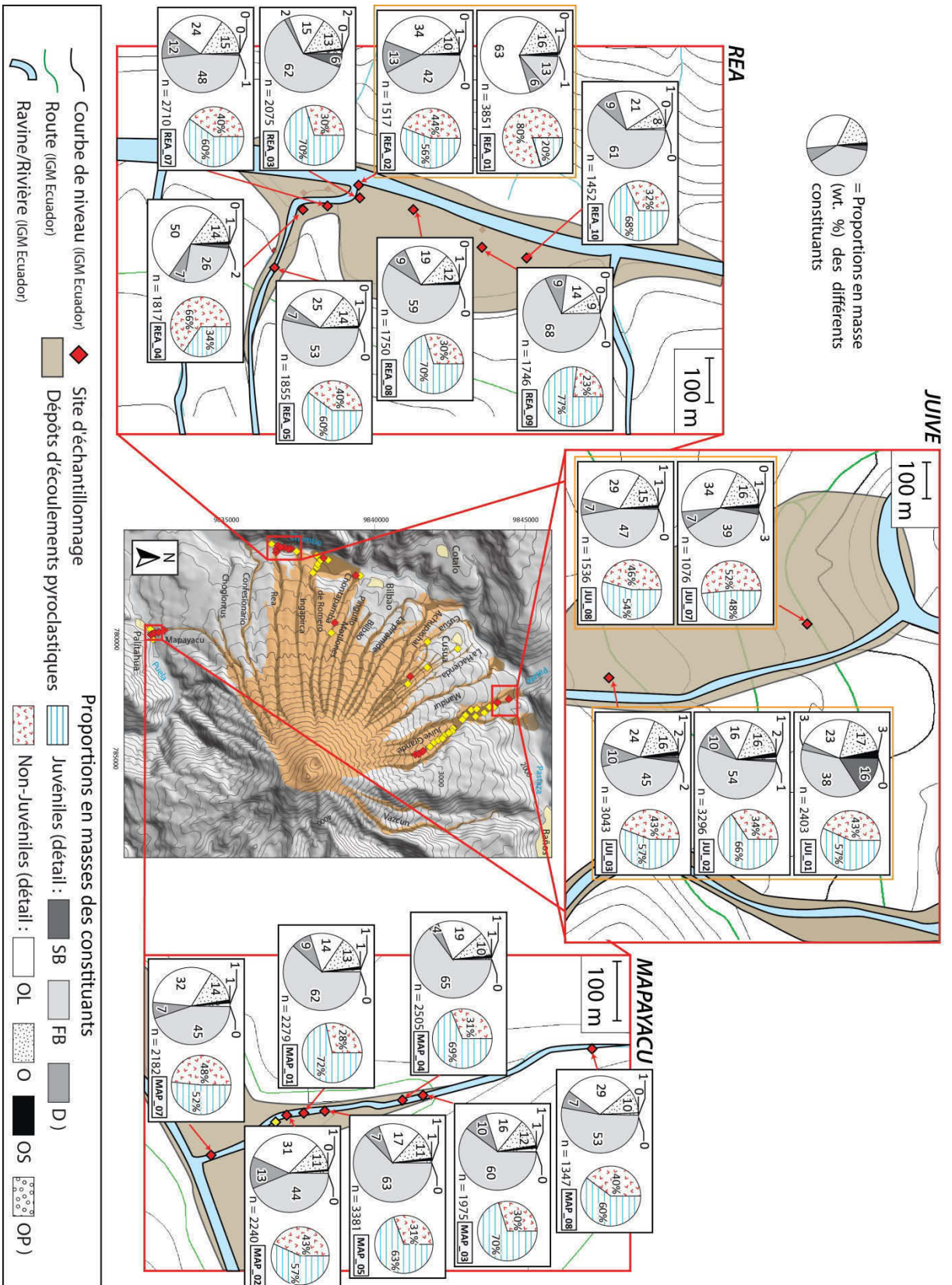
La stratégie d'échantillonnage mise en place au cours de cette thèse permet de documenter les variations latérales et radiales au sein des dépôts (voir 2.2.A). Les variations latérales sont documentées par les échantillons collectés au niveau des différents deltas pyroclastiques formés aux débouchés des ravines, depuis le Nord vers le Sud du volcan (Fig. 2.1). Les variations radiales sont déterminées au niveau de la ravine de Juive Grande à l'aide d'un échantillonnage depuis la base du volcan, jusqu'à l'endroit le plus élevé où des dépôts étaient présents (Fig. 2.1).

- Variations latérales

Les échantillons prélevés au niveau des deltas pyroclastiques (c'est à dire à une même altitude, et avec des distances de parcours similaires) ne présentent dans leur ensemble que peu de variation tout autour du volcan, quelle que soit leur position latérale (Fig. 2.28). Seuls deux échantillons du delta de Rea se différencient par leur proportion très importante de laves anciennes (*OL*). Notons aussi qu'à Rea, les échantillons prélevés directement dans l'axe du débouché de la ravine ont tendance à être enrichis en *OL* par rapport à ceux prélevés plus au Nord (Fig. 2.28). Les proportions moyennes sur l'ensemble des différents deltas pyroclastiques (pour Juive, seuls les échantillons récoltés à la base de l'édifice sont pris en compte ici) sont de $1,9 \pm 1,8$ wt. % pour les bombes scoriacées *SB* (la forte variabilité étant due à la présence de l'échantillon JUI_01, très riche en *SB*, et sur lequel nous reviendrons par la suite), $49,5 \pm 4,7$ wt. % pour les fragments de bombes *FB*, $8,0 \pm 0,4$ wt. % pour les juvéniles denses *D*, $25,6 \pm 2,8$ wt.% pour les laves anciennes *OL*, $13,3 \pm 2,0$ wt. % pour les clastes oxydés *O*, $1,0 \pm 0,5$ wt. % pour les scories noires anciennes *OS* et $0,7 \pm 0,3$ wt. % pour les ponces anciennes *OP* (Fig. 2.28). Les très faibles écarts-types par rapport aux valeurs moyennes montrent qu'il n'existe pas de variations significatives de composition des dépôts dans les différentes ravines affectées par les écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua.

Fig. 2.28 (page suivante) : proportions en masse des constituants présents dans les deltas pyroclastiques échantillonnés autour du volcan. La carte au centre de la figure est la même que celle présentée dans la Fig. 2.1. *SB* = Bombes scoriacées, *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes et *OP* = Ponces anciennes. Les proportions sont en wt. % et sont calculées pour l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts.

Fig. 2.28



- Variations radiales

Les compositions lithologiques des échantillons de la ravine de Juive Grande montrent que la proportion en masse de matériel non-juvénile présent dans les dépôts reste relativement constante quelle que soit la position radiale de l'échantillon (Fig. 2.29). Les échantillons collectés à la base du volcan (JUI_01 à 03, JUI_07 et 08) sont constitués en moyenne de $56,6 \pm 5,6$ wt. % de matériel juvénile et de $43,4 \pm 5,6$ wt. % de matériel non-juvénile tandis que ceux collectés dans la partie proximale des dépôts (i.e. à des altitudes élevées, JUI_04 à 06) sont formés par $65,8 \pm 5,5$ wt. % de matériel juvénile et $34,2 \pm 5,5$ wt. % de matériel non-juvénile. Un léger enrichissement en composants non-juvéniles (< 10 wt. %) existe donc entre 3300 m et 2000 m a.s.l., sur lequel nous reviendrons par la suite. Cependant, dès le début de la sédimentation des écoulements pyroclastiques dense (c'est à dire pour des altitudes < 3300 m a.s.l.), les dépôts sont déjà composés de 25 à 40 wt. % de matériel non-juvénile (Fig. 2.29).

La position des échantillons lors de leur prélèvement a été utilisée de manière à reconstruire des unités stratigraphiques (U.S.) cohérentes permettant de comparer les variations de composition des dépôts en fonction de la distance au cratère (Fig. 2.29). Trois niveaux stratigraphiques distincts ont été échantillonnés : les unités supérieures, intermédiaires et inférieures (Fig. 2.29). En faisant l'hypothèse que les unités échantillonnées conservent leur position stratigraphique dans l'ensemble de la ravine de Juive Grande, il est possible de comparer la composition des écoulements en fonction de leur distance de parcours. La concentration en matériel non-juvénile au sein d'une même unité stratigraphique augmente faiblement avec la distance de parcours pour les 3 unités identifiées : +6 % pour les unités supérieures et inférieures et +7 % dans l'unité intermédiaire (Fig. 2.29). Cet enrichissement est principalement dû à un gain en clastes oxydés (*O*), et ce pour l'ensemble des 3 unités échantillonnées (ce constituant passe de 7-8 wt. % pour les échantillons proximaux à 15-17 wt. % pour les échantillons distaux). Les proportions de laves anciennes (*OL*) restent constantes, et ne varient que de quelques pourcents ($< 8\%$ au maximum) au sein d'une unité stratigraphique donnée (Fig. 2.29). La majorité des matériaux non-juvéniles contenus dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua est donc présente en amont du début de la sédimentation des écoulements (Fig. 2.29). L'enrichissement en non-juvéniles en dessous de 3300 m a.s.l. est faible (< 8 %) par rapport à la proportion totale de ces constituants présents dans les dépôts, et semble être progressif le long de la ravine car les échantillons les plus distaux semblent être les plus enrichis (Fig. 2.29).

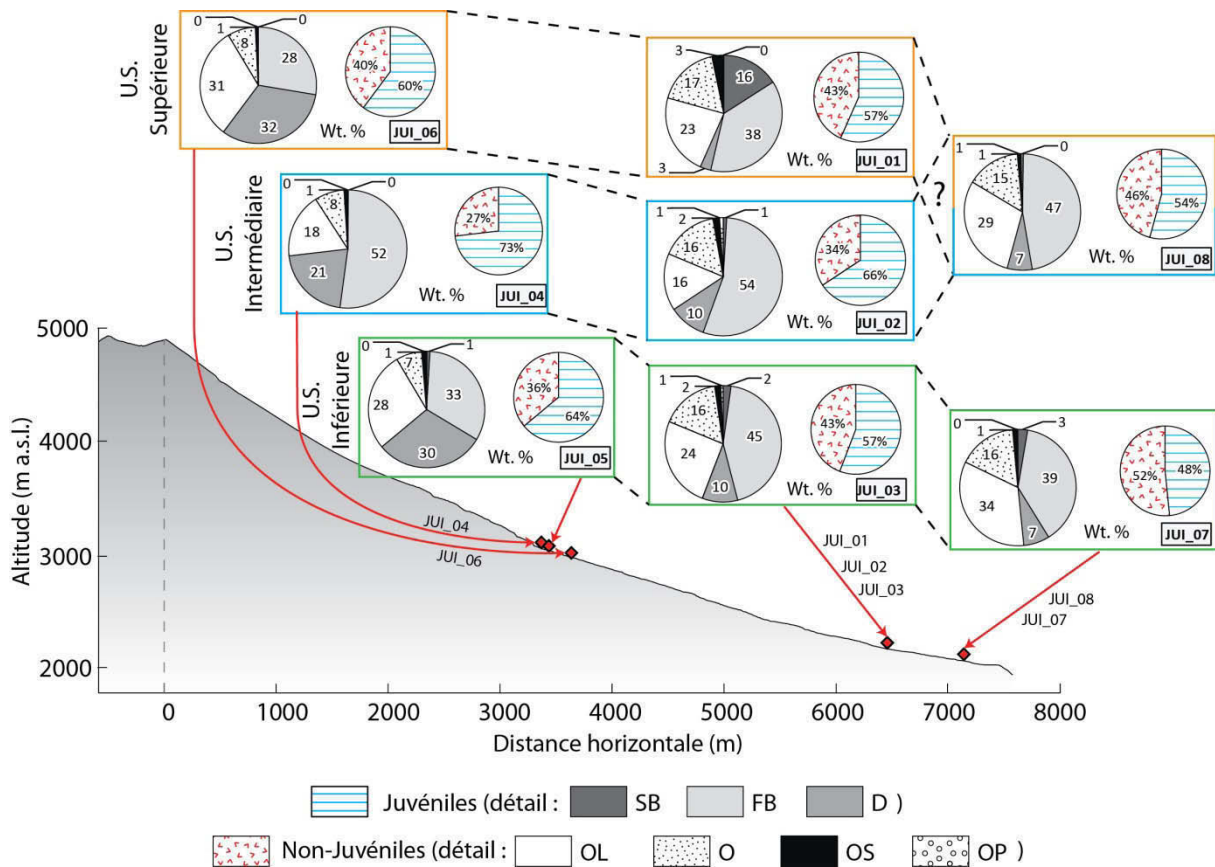


Fig. 2.29 : Proportions en masses des différents constituants présents dans les dépôts découlements pyroclastiques échantillonnés dans la ravine de Juive Grande (voir Fig. 2.1 pour la localisation). La position radiale des échantillons est reportée en fonction de leur altitude. Les corrélations stratigraphiques proposées dans le texte sont indiquées par le code couleur et les pointillés. US = Unité Stratigraphique.

Afin de mieux quantifier les variations radiales de faciès mises en évidence à Juive, les proportions en masse des échantillons collectées le long de l'ensemble des ravines (respectivement à Juive, Cusua et Chontapamba, voir Fig. 2.1) sont représentées en fonction de la distance cartographique entre le site d'échantillonnage et l'événement (Fig. 2.30). Parmi les 4 constituants majeurs des dépôts, seule la proportion en masse de juvéniles denses (*D*) présente dans les dépôts est corrélée à la distance au cratère (Fig. 2.30). Il n'existe pas de corrélation (ou celle-ci est trop faible pour être significative) entre les 3 autres constituants majeurs (*FB*, *OL* et *O*) et la distance au cratère (Fig. 2.30). Les proportions en masse de juvéniles denses (*D*) contenus dans les échantillons proximaux sont comprises entre 21 et 32 wt. % de *D* (avec une moyenne de $28,0 \pm 5,0$ wt. %) tandis que ces proportions ne sont plus que de $7,5 \pm 2,6$ wt. % en moyenne et 10 wt. % au maximum au sein des échantillons distaux (Fig. 2.30). Ces résultats montrent donc un appauvrissement significatif des proportions en masse des juvéniles denses contenus dans les dépôts avec une augmentation de la distance de parcours des écoulements (Fig. 2.30), et ce au sein d'une même unité stratigraphique (Fig. 2.29). Cet appauvrissement semble en grande partie compensé par un enrichissement simultané

en fragments de bombes (*FB*), bien marqué pour les unités stratigraphiques supérieures et inférieures (Figs. 2.29 et 2.30). Le nombre insuffisant de données dans la partie intermédiaire des dépôts nous empêche de décrire de manière satisfaisante la relation entre les proportions en masse de juvéniles denses présents dans les dépôts et la distance au cratère. La corrélation est cependant nette ($R^2 = 0,79$) et le coefficient de régression est identique à la fois dans le cas d'une droite de régression linéaire ou d'une loi puissance (Fig. 2.30).

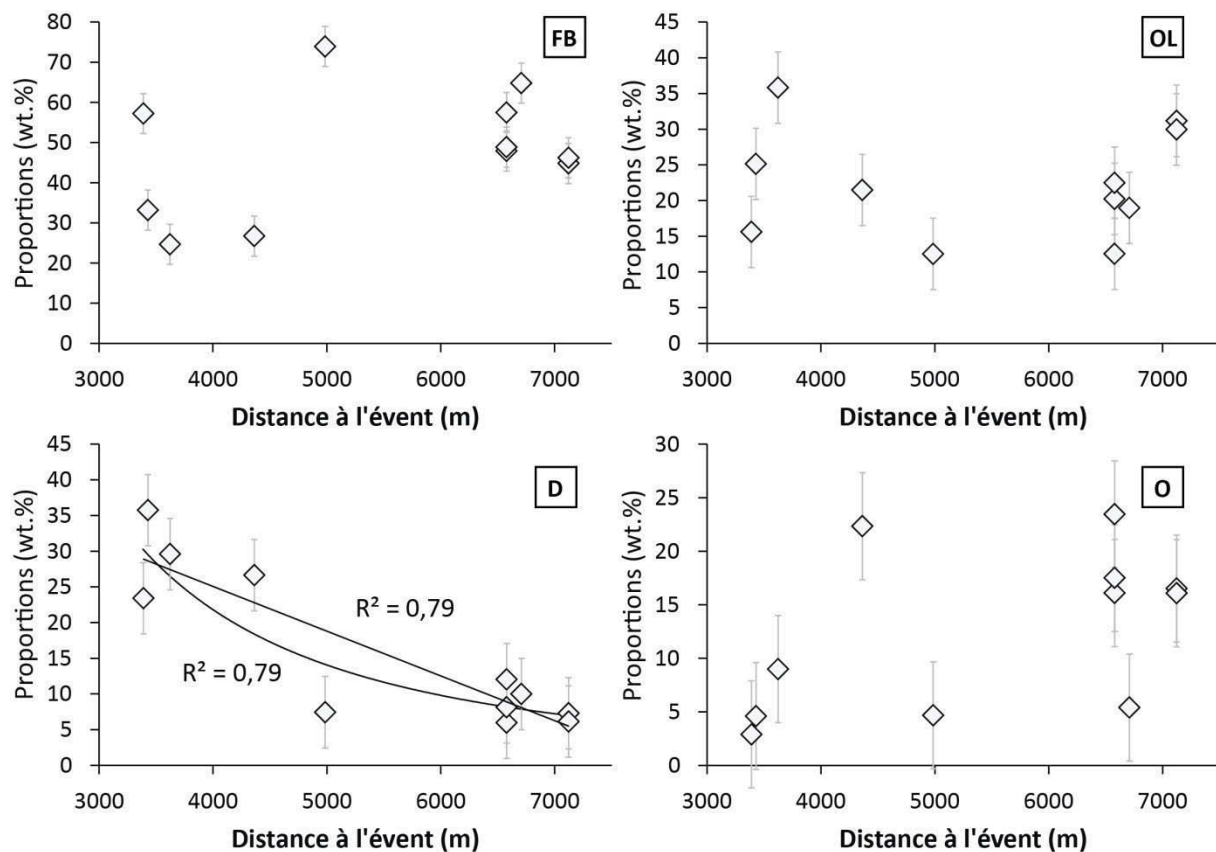


Fig. 2.30 : Proportions en masses des 4 constituants lithologiques majeurs des dépôts reportés en fonction de la distance au cratère. Les différents points correspondent aux échantillons récoltés afin de mettre en valeur les variations radiales au sein des dépôts (JUI_01 à 08, CHO_01 et 02 ainsi que CUS_02). *FB* = Fragments de bombes, *D* = juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes et *O* = Clastes oxydés.

2.6.B. Granulométrie

2.6.B.a Distributions granulométriques globales

Les distributions granulométriques des 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques ont été reconstruites entre -8ϕ et 4ϕ en appliquant la méthode mixte d'analyse d'image et de tamisage mécanique. Les distributions granulométriques mettent en évidence deux groupes distincts d'échantillons, caractérisés par une distribution trimodale (groupe A) ou bimodale (groupe B) des sous-populations granulométriques (Fig. 2.31).

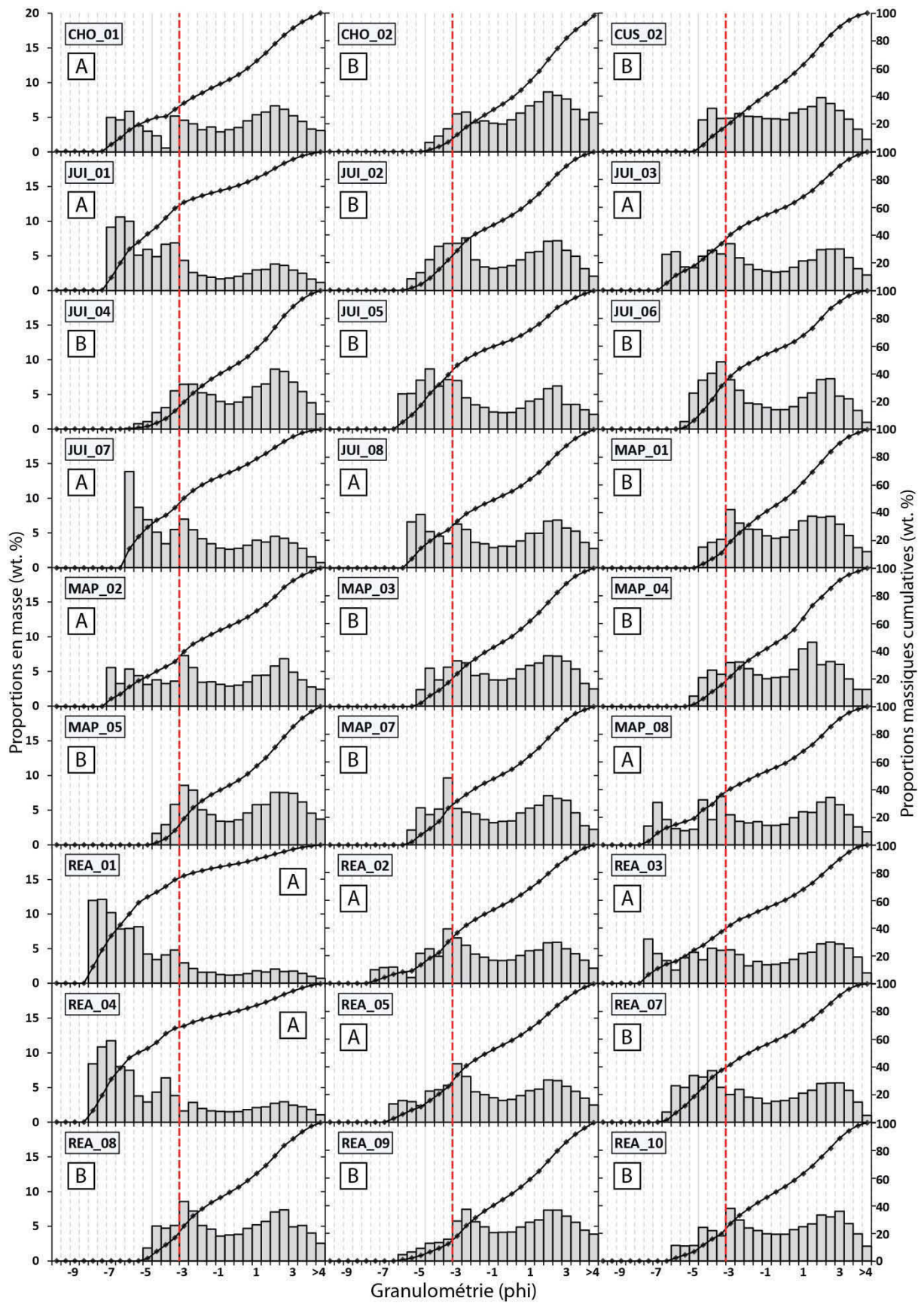


Fig. 2.31

Fig. 2.31 (page précédente) : Distributions granulométriques des 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques en % poids, par fraction granulométrique au demi-phi (histogrammes) et en proportions cumulatives (courbes noires). La ligne rouge en pointillés marque la limite entre les données issues de l'analyse d'image et celles obtenues par tamisage mécanique. La lettre A ou B désigne les 2 groupes d'échantillons identifiés : A = distribution trimodale ; B = distribution bimodale.

Le groupe A présente une sous-population bien marquée dans les fractions fines avec un mode aux alentours de 2ϕ , puis une seconde sous-population intermédiaire avec un mode à $-4 \pm 1 \phi$ et enfin une troisième sous-population grossière, avec un mode compris entre -6ϕ et -8ϕ (Fig. 2.31, tableau 2.3). Il est important de souligner que la sous-population intermédiaire des distributions granulométriques est visible dans les données issues du tamisage mécanique et s'étend vers les données issues de l'analyse d'image, ce qui montre que la méthode de rattachement des distributions granulométriques employée ici est fiable. Le groupe B est caractérisé par une sous-population « grossière », dont le mode est à $-3,5 \pm 0,5 \phi$, et une sous-population fine dont le mode est aux alentours de 2ϕ (Fig. 2.31, tableau 2.3). La masse des échantillons du groupe A est préférentiellement répartie entre les fractions grossières et intermédiaires des dépôts (ex : REA_01, REA_04, JUI_01 ou JUI_07). Les échantillons du groupe B présentent quant à eux une répartition équilibrée entre leurs deux modes (ex : REA_07, JUI_02, MAP_01 ou MAP_07).

Les distributions granulométriques des dépôts d'écoulements pyroclastiques obtenues dans le cadre de cette thèse étant toutes polymodales, et afin de faciliter l'interprétation ultérieure des données granulométriques, il est nécessaire de séparer les différentes sous-populations dans le but de pouvoir calculer les caractéristiques granulométriques de chaque sous-populations (ex : *Sarocchi et al., 2011* ; *Eychenne, 2012*). Les distributions polymodales globales vont donc être déconvoluées.

2.6.B.b *Déconvolutions des distributions granulométriques globales*

La déconvolution, qui consiste à individualiser les sous-populations granulométriques présentes dans les distributions naturelles polymodales, est effectuée ici à l'aide du logiciel Decolog 5.0 développé par L. Borselli et D Sarocchi (*Sarocchi et al., 2011* ; <http://www.decolog.org/>). Ce programme cherche à minimiser l'écart entre les distributions de type Weibull d'un nombre de sous-populations maximal défini par l'utilisateur et la distribution granulométrique naturelle de l'échantillon (qui correspond dans notre cas à la distribution obtenue par rattachement des données issues de l'analyse d'image et du tamisage mécanique des dépôts). Decolog fonctionne sans a priori initial sur la position des modes. L'optimisation se fait par itérations successives, en cherchant à chaque fois la meilleure combinaison possible entre les paramètres des différentes fonctions de densité de probabilité autorisées par la distribution de type Weibull (log-normales, exponentielles ou Gaussiennes) et la distribution granulométrique naturelle, ce qui confère une grande flexibilité

d'utilisation à ce logiciel. Décolog présente aussi l'avantage d'être gratuit et de prendre en compte à la fois des asymétries positives et négatives, ce qui n'est par exemple pas le cas du logiciel SFT (pour « Sequential Fragmentation Transport » de *Wohletz et al., 1989*) utilisé dans d'autres études granulométriques (*Eychenne, 2012*). Des exemples de déconvolution sont donnés pour différents échantillons (appartenant au groupe A ou B) dans la figure 2.32. Le résidu (donné en %) quantifie la différence entre les fonctions mathématiques déterminées par le logiciel et la distribution granulométrique naturelle de l'échantillon. Il est dans tous les cas inférieur à 0,43 % dans le cadre de cette étude (voir tableau 2.3).

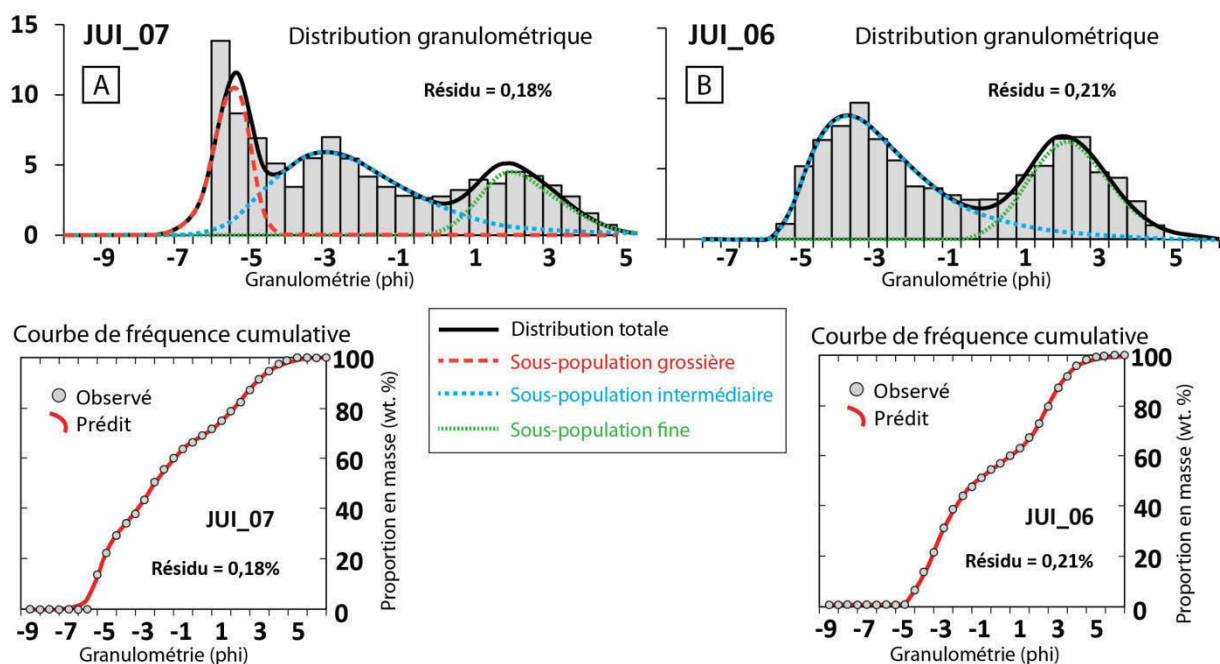


Fig. 2.32 : Exemple de déconvolution de 2 échantillons représentatifs des deux groupes de distributions granulométriques traitées avec le logiciel Decolog 5.0. Les pointillés verts montrent la sous-population fine, les tirets fins bleus la sous-population intermédiaire, les tirets larges rouges la sous-population grossière, et la ligne continue la distribution granulométrique synthétique totale. Le résidu (écart entre les données et le modèle de déconvolution) est indiqué en % pour chaque échantillon (voir aussi tableau 2.3). Les courbes de fréquences cumulatives théoriques « prédites » et réelles « observées » sont aussi présentées pour les deux exemples.

2.6.B.c Paramètres granulométriques des différentes populations

La reconstruction des courbes de distributions granulométriques en masse des différents échantillons permet d'extraire de nombreux paramètres granulométriques, classiquement utilisés pour caractériser les dépôts (*Inman, 1952 ; Fisher et Schmincke, 1984 ; Branney et Kokelaar, 2002*). Ces paramètres sont :

- La médiane

$$Md_{\phi} = \phi_{50} \quad (2.35)$$

- la moyenne
$$M_{\phi} = (\phi_{16} + \phi_{84})/2 \quad (2.36)$$

- le tri
$$\sigma_{\phi} = (\phi_{84} - \phi_{16})/2 \quad (2.37)$$

- le coefficient d'asymétrie
$$Sk = (M_{\phi} - Md_{\phi})/\sigma_{\phi} \quad (2.38)$$

tels que définis par *Inman (1952)*. Les notations ϕ_{16} , ϕ_{50} et ϕ_{84} désignent respectivement les fractions granulométriques correspondant aux quartiles à 16, 50 et 84 % de la masse totale cumulée de la distribution granulométrique. Ces quartiles sont donc différents si l'on s'intéresse à la distribution granulométrique totale de l'échantillon, ou à celle des différentes sous-populations identifiées lors de l'étape de déconvolution présentée ci-dessus.

La médiane, la moyenne, le tri et le coefficient d'asymétrie (éq. 2.35 à 2.38) ont ainsi été calculés pour la distribution granulométrique globale de l'ensemble des échantillons puis recalculés individuellement pour chacune des différentes sous-populations identifiées et séparées par déconvolution. L'ensemble de ces données est présenté dans le tableau 2.3. Un graphique représentant la médiane Md_{ϕ} en fonction du tri σ_{ϕ} (Fig. 2.33) permet de voir que les paramètres granulométriques des échantillons pris dans leur globalité se répartissent entre un pôle relativement fin ($Md_{\phi} = 0,5 \phi$) et assez mal trié ($\sigma_{\phi} = 2,5$), et un pôle grossier ($Md_{\phi} = -6 \phi$) et très mal trié ($\sigma_{\phi} = 4,5$). Un plateau, représentant une valeur de tri maximale (vers 4,5) semble apparaître pour une valeur de médiane $< -2 \phi$ (Fig. 2.33).

Sur le même diagramme, les différentes sous-populations individualisées sont quant à elles rassemblées en essais bien définis (Fig. 2.33). Il apparaît que les sous-populations de taille intermédiaires et fines du groupe A (distributions trimodales) sont confondues respectivement avec la sous-population grossière et la sous-population fine du groupe B (distributions bimodales). Nous ne parlerons ainsi par la suite que de sous-populations « grossière » (uniquement présente dans le groupe A), « intermédiaire » (comprenant la sous-population intermédiaire du groupe A et grossière du groupe B) et « fine » (rassemblant le groupe A et le groupe B). La sous-population grossière présente une médiane Md_{ϕ} comprise entre $-7,5 \phi$ et $-5,3 \phi$ (moyenne à $-6,7 \pm 0,7 \phi$), un tri σ_{ϕ} compris entre 1,1 et 0,5 (moyenne à $0,6 \pm 0,2$) et un coefficient d'asymétrie Sk entre -0,16 et 0,34 (moyenne à $0,0 \pm 0,2$). La sous-population intermédiaire se caractérise par une médiane Md_{ϕ} comprise entre $-4,7 \phi$ et $-2,1 \phi$ (moyenne à $-3,4 \pm 0,7 \phi$), un σ_{ϕ} entre 2,4 et 1,2 (moyenne à $1,9 \pm 0,3$) et une Sk entre -0,17 et 0,24 (moyenne à $0,1 \pm 0,1$).

Echantillon	Distribution totale					Sous-population grossière					Sous-population intermédiaire					Sous-population fine					Résidu %
	Md_ϕ	M_ϕ	σ_ϕ	SK	Mode	Md_ϕ	M_ϕ	σ_ϕ	SK	Mode	Md_ϕ	M_ϕ	σ_ϕ	SK	Mode	Md_ϕ	M_ϕ	σ_ϕ	SK		
CHO_01	-0,80	-1,72	4,22	-0,22	-6,83	-6,26	-5,94	1,10	0,29	-2,22	-2,68	-2,94	1,52	-0,17	1,59	1,78	1,87	1,40	0,06	0,35	
JUL_01	-4,17	-2,61	4,07	0,38	-6,64	-6,71	-6,76	0,50	-0,10	-4,61	-3,98	-3,64	1,65	0,21	1,57	1,85	1,99	1,25	0,11	0,23	
JUL_03	-1,80	-1,35	3,87	0,11	-6,31	-6,44	-6,51	0,44	-0,16	-3,75	-3,19	-2,87	2,03	0,16	2,04	2,20	2,27	1,13	0,06	0,25	
JUL_07	-3,04	-2,12	3,77	0,24	-5,88	-5,93	-5,99	0,50	-0,11	-3,42	-2,89	-2,65	1,88	0,13	1,63	1,90	2,04	1,10	0,13	0,18	
JUL_08	-0,87	-1,12	3,73	-0,07	-5,48	-5,31	-5,24	0,49	0,15	-3,08	-2,86	-2,76	1,24	0,09	2,16	1,96	1,88	1,45	-0,06	0,01	
MAP_02	-1,80	-1,73	4,07	0,02	-6,34	-6,49	-6,58	0,69	-0,12	-3,17	-2,66	-2,24	1,89	0,22	1,96	2,18	2,26	1,11	0,07	0,24	
MAP_08	-1,57	-1,66	4,05	-0,02	-6,99	-7,17	-7,30	0,40	-0,33	-3,85	-3,26	-2,97	2,11	0,14	1,87	2,00	2,10	1,17	0,09	0,23	
REA_01	-6,01	-4,48	3,36	0,46	-8,03	-7,52	-7,19	0,97	0,34	-5,68	-4,68	-4,13	2,24	0,25	1,73	1,85	1,93	1,18	0,07	0,38	
REA_02	-1,50	-1,17	3,56	0,09	-7,10	-6,92	-6,83	0,73	0,12	-3,71	-3,20	-3,33	2,05	-0,16	2,11	1,92	1,84	1,46	-0,06	0,01	
REA_03	-1,79	-1,73	4,24	0,01	-7,36	-7,45	-7,52	0,50	-0,13	-4,03	-3,31	-2,93	2,38	0,16	1,98	2,16	2,23	1,15	0,06	0,44	
REA_04	-5,55	-3,38	4,27	0,51	-7,47	-7,54	-7,58	0,59	-0,07	-5,61	-4,70	-4,23	2,44	0,20	1,85	2,09	2,18	1,15	0,08	0,41	
REA_05	-1,45	-1,02	3,47	0,12	-6,24	-6,16	-6,14	0,55	0,05	-3,37	-2,85	-2,61	1,67	0,15	1,96	2,08	2,14	1,29	0,04	0,20	
Moyenne					-6,72	-6,66	-6,63	0,62	-0,01	-3,88	-3,36	-3,12	1,92	0,11	1,87	2,00	2,06	1,24	0,05	0,24	
±					0,69	0,67	0,68	0,21	0,19	0,97	0,69	0,59	0,34	0,13	0,19	0,14	0,15	0,13	0,05	0,13	
CHO_02	0,80	-0,03	2,72	-0,30	-2,81	-2,35	-2,07	1,57	0,18	1,44	1,64	1,75	1,27	0,08	1,64	1,88	1,95	1,24	0,06	0,32	
CUS_02	-0,08	-0,49	2,99	-0,14	-2,86	-2,34	-2,08	2,03	0,13	1,75	1,88	1,95	1,24	0,06	1,88	1,95	1,95	1,24	0,06	0,25	
JUL_02	-0,59	-0,72	3,21	-0,04	-3,47	-3,10	-2,91	1,61	0,12	1,82	1,97	2,03	1,24	0,05	1,97	2,03	2,03	1,24	0,05	0,15	
JUL_04	0,26	-0,31	2,96	-0,19	-2,82	-2,43	-2,26	1,72	0,10	1,95	2,06	2,11	1,18	0,04	2,06	2,11	2,11	1,18	0,04	0,12	
JUL_05	-2,59	-1,46	3,62	0,31	-4,64	-3,91	-3,52	1,92	0,21	1,90	2,03	2,09	1,18	0,05	1,90	2,03	2,09	1,18	0,05	0,27	
JUL_06	-1,66	-1,03	3,29	0,19	-4,11	-3,40	-3,04	1,68	0,22	1,84	1,97	2,04	1,09	0,06	1,84	1,97	2,04	1,09	0,06	0,21	
MAP_01	0,03	-0,33	2,84	-0,13	-2,78	-2,38	-2,21	1,60	0,11	1,72	1,87	1,94	1,25	0,06	1,87	1,94	1,94	1,25	0,06	0,15	
MAP_03	-0,06	-0,49	3,11	-0,14	-3,16	-2,67	-2,44	1,85	0,13	1,86	1,99	2,04	1,27	0,04	1,86	1,99	2,04	1,27	0,04	0,21	
MAP_04	-0,02	-0,52	2,92	-0,17	-3,17	-2,68	-2,47	1,71	0,13	1,49	1,64	1,72	1,31	0,06	1,64	1,72	1,72	1,31	0,06	0,17	
MAP_05	0,37	-0,14	3,03	-0,17	-3,04	-2,55	-2,31	1,43	0,17	1,99	2,17	2,25	1,26	0,06	2,17	2,25	2,25	1,26	0,06	0,35	
MAP_07	-0,68	-0,79	3,29	-0,03	-3,80	-3,22	-2,91	1,84	0,17	1,80	1,94	2,02	1,24	0,06	1,94	2,02	2,02	1,24	0,06	0,22	
REA_07	-1,98	-1,42	3,76	0,15	-4,69	-3,89	-3,43	2,18	0,21	1,85	1,97	2,05	1,20	0,07	1,85	1,97	2,05	1,20	0,07	0,42	
REA_08	-0,44	-0,50	3,06	-0,02	-3,19	-2,72	-2,52	1,69	0,12	1,91	2,05	2,13	1,26	0,06	1,91	2,05	2,13	1,26	0,06	0,21	
REA_09	0,15	-0,17	3,00	-0,11	-2,60	-2,07	-1,83	2,11	0,11	2,16	2,27	2,33	1,21	0,05	2,16	2,27	2,33	1,21	0,05	0,37	
REA_10	-0,48	-0,65	3,33	-0,05	-3,20	-2,55	-2,26	2,29	0,13	2,10	2,10	2,26	1,14	0,14	2,10	2,10	2,26	1,14	0,14	0,43	
Moyenne					-3,36	-2,82	-2,55	1,81	0,15	1,84	1,97	2,05	1,22	0,06	1,84	1,97	2,05	1,22	0,06	0,26	
±					0,64	0,55	0,49	0,24	0,04	0,19	0,16	0,16	0,06	0,02	0,19	0,16	0,16	0,06	0,02	0,10	

Tableau 2.3 : Paramètres de Inman (1952) calculés pour la distribution granulométrique totale des 27 échantillons ainsi que pour les différentes sous-populations obtenues par déconvolution des distributions totales. Les moyennes de chaque paramètre sont données pour les différentes populations avec l'écart-type. Le terme « résidu » désigne l'écart total entre la distribution granulométrique modélisée lors de la déconvolution et celle mesurée sur les échantillons.

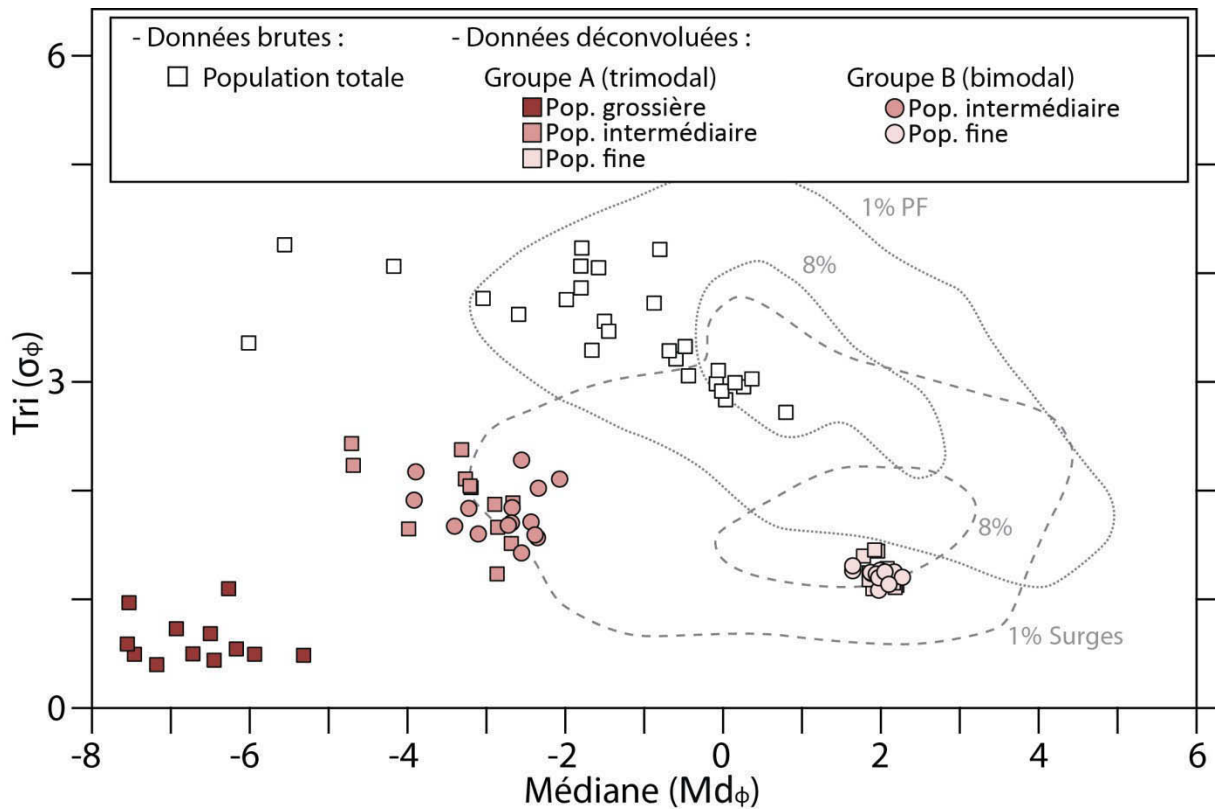


Fig. 2.33 : Tri σ_ϕ en fonction de la médiane Md_ϕ des distributions granulométriques totales des échantillons ainsi que des différentes sous-populations granulométriques identifiées et isolées par déconvolutions.

La sous population fine est caractérisée par une Md_ϕ comprise entre 1,6 et 2,3 ϕ et qui présente une variabilité remarquablement faible (moyenne à $2,0 \pm 0,1 \phi$), un σ_ϕ entre 1,1 et 1,5 (moyenne à $1,2 \pm 0,1$) et une Sk entre -0,06 et 0,14 (moyenne à $0,05 \pm 0,05$). La population grossière est ainsi très bien triée, tandis que la population intermédiaire présente un tri modéré et que la sous-population fine est assez bien triée. La population fine est de plus caractérisée par une dispersion très faible des valeurs de médiane et de tri ($Md_\phi = 2 \pm 0,15 \phi$ et $\sigma_\phi = 1,2 \pm 0,1$), et ce pour l'ensemble des 27 échantillons analysés, ce qui se traduit sur le graphique de la figure 2.33 par un regroupement très marqué des points correspondant aux sous-populations fines des échantillons.

Les échantillons de la sous-population intermédiaire ont un coefficient d'asymétrie Sk positif (0,11 en moyenne, tableau 2.3), ce qui signifie que cette sous-population présente une asymétrie vers les fractions fines bien marquée. C'est aussi le cas pour la sous-population fine, qui présente aussi un Sk positif (0,05 en moyenne) et donc une légère asymétrie vers les fines. La majorité des échantillons de la sous-population grossière possède une asymétrie vers les fines mais le Sk moyen est cependant proche de 0 (tableau 2.3), ce qui montre qu'il n'y a pas d'asymétrie marquée pour cette sous-population.

2.6.B.d Granulométrie en fonction des compositions lithologiques

La composition lithologique des dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua a pu être mesurée et extrapolée sur l'ensemble de la gamme granulométrique des produits (voir 2.2.C). Il est ainsi possible de construire les distributions granulométriques des dépôts au demi- ϕ en ajoutant l'information sur la composition lithologique pour chacune des fractions granulométriques (Fig. 2.34).

D'un point de vue qualitatif, il apparaît que les proportions en masse des juvéniles denses (D), les oxydés (O), les scories noires anciennes (OS) et les ponces anciennes (OP) sont constantes sur l'ensemble de la gamme granulométrique, ce qui est en accord avec les résultats présentés en 2.6.A.b et montre que ces constituants n'ont pas d'influence sur la répartition des différentes populations granulométriques. Les proportions en masse de bombes scoriacées (SB), de fragments de bombes (FB) et de laves anciennes (OL) contenues dans les dépôts sont quant à elles corrélées à la taille des particules. Ainsi, la population granulométrique grossière semble principalement composée de bombes scoriacées (SB) et de laves anciennes (OL). Les fragments de bombes (FB) sont le constituant dominant de la population granulométrique fine. La population granulométrique intermédiaire est quant à elle essentiellement composée d'un mélange de OL et de FB (Fig. 2.34).

Afin de quantifier les relations mises en évidence de manière qualitative sur la figure 2.34, les distributions granulométriques des différentes familles lithologiques ayant un impact sur la distribution granulométrique totale des dépôts (i.e. SB , FB et OL) ont été isolées par déconvolution (voir 2.6.B.b), afin de quantifier leurs caractéristiques granulométriques individuelles. Il est ainsi possible de présenter pour la première fois les paramètres granulométriques de différentes familles lithologiques appartenant à un même dépôt d'écoulement pyroclastique dans un diagramme de Walker (tri σ_ϕ en fonction de la médiane Md_ϕ ; Fig. 2.35).

Fig. 2.34 (page suivante): Distributions granulométriques des 27 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques en % poids et compositions lithologiques des différentes fractions granulométriques au demi- ϕ . SB = Bombes scoriacées, FB = Fragments de bombes, D = Juvéniles denses, OL = Laves anciennes, O = Clastes oxydés, OS = Scories noires anciennes et OP = Ponces anciennes. La ligne rouge en pointillés fins marque la limite entre les données issues de l'analyse d'image et celles obtenues par tamisage mécanique. La ligne bleue en pointillés larges marque la limite entre les données de compositions lithologique mesurées par analyse d'image et celles extrapolées (voir 2.2.C).

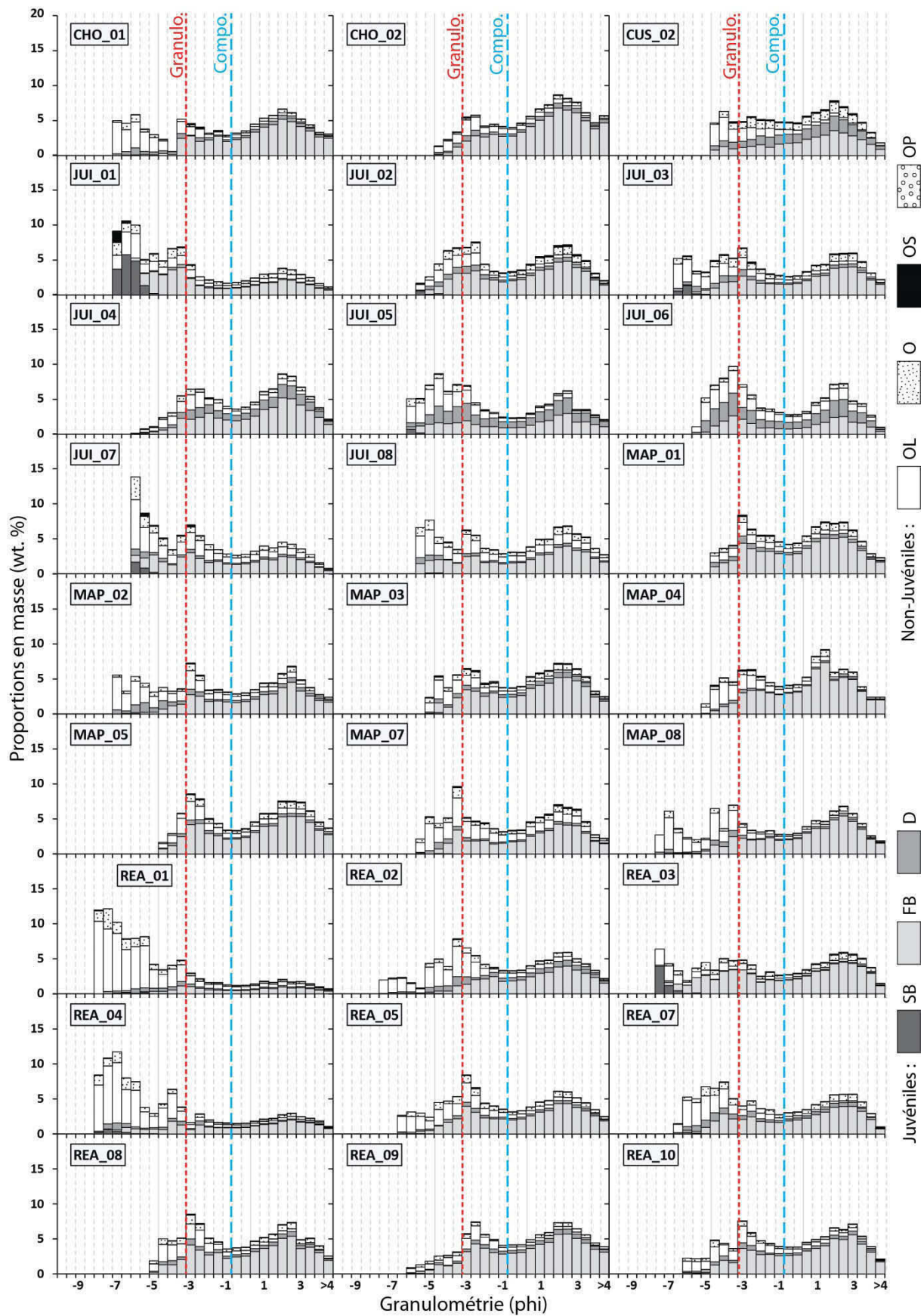


Fig. 2.34

Les données granulométriques des différentes familles de constituants présentées dans la figure 2.25 ci-dessous sont pondérées par les proportions en masse des sous-populations identifiées et la taille des figurés dépend de la part importante (en masse) de la population totale d'un constituant contenue dans une sous-population donnée. Cette présentation innovante permet de mettre directement en évidence le lien entre la granulométrie des dépôts d'écoulements pyroclastiques et leurs compositions lithologiques. Il apparaît ainsi que les bombes scoriacées (*SB*) forment un ensemble homogène très grossier ($Md_\phi = 6,2 \pm 1,6 \phi$) et bien trié ($\sigma_\phi = 0,5 \pm 0,3$). Les laves anciennes (*OL*) sont principalement présentes dans la fraction granulométrique $> -2 \phi$ ($Md_\phi = -4,3 \pm 1,4 \phi$) et leur tri est moins bon que pour les *SB* ($\sigma_\phi = 1,6 \pm 0,7$). Un ensemble de sous-populations mineures ($\ll 20$ wt. %) de *OL* est présente dans les fractions fines des dépôts (Fig. 2.35). Les fragments de bombes (*FB*) sont répartis en deux groupes distincts et relativement homogènes en masse, centrés respectivement autour des valeurs de médiane $Md_\phi = -2,8 \pm 0,5 \phi$ et $1,9 \pm 0,3 \phi$. Ces deux groupes de sous-populations de *FB* présentent des tris équivalents à ceux des *OL* ($\sigma_\phi = 1,6 \pm 0,4$ et $\sigma_\phi = 1,5 \pm 0,3$).

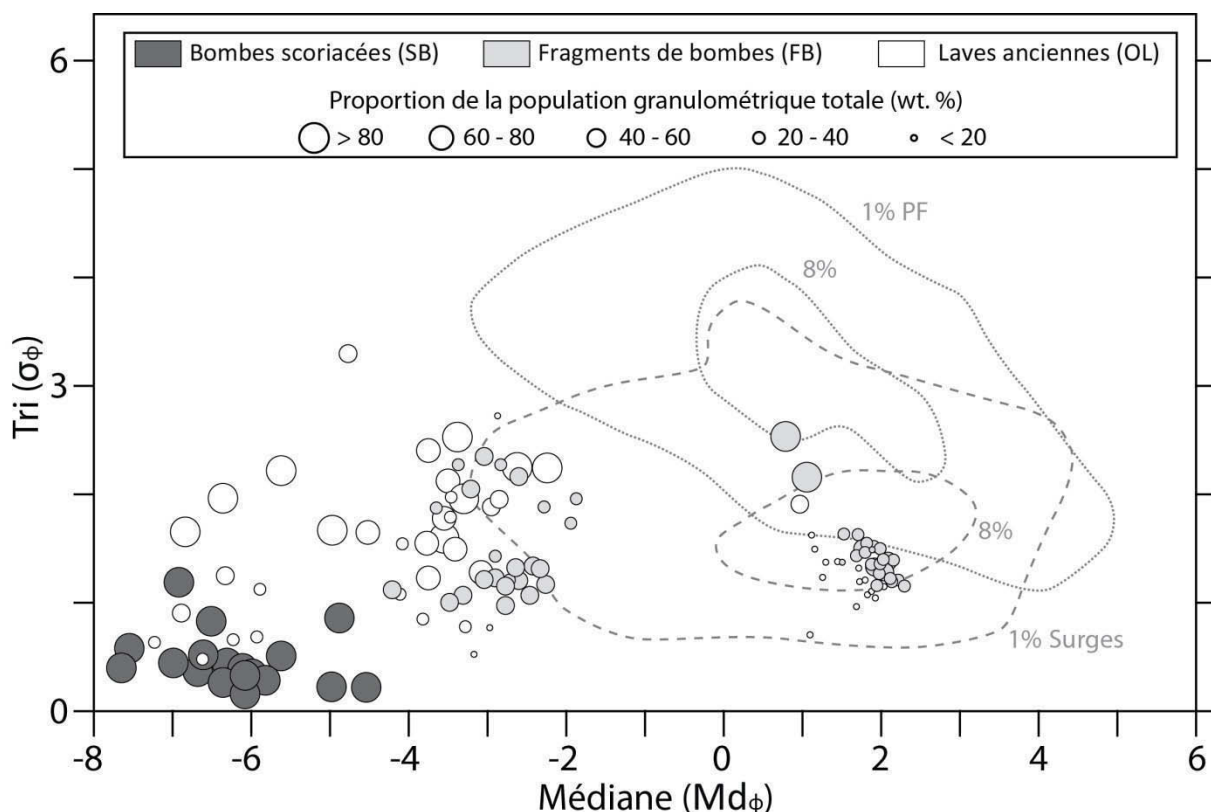


Fig. 2.35 : Diagramme présentant le tri σ_ϕ en fonction de la médiane Md_ϕ des distributions granulométriques des constituants SB, FB et OL. La taille des points est proportionnelle à la proportion en masse des différentes sous-populations identifiées par déconvolutions.

La figure 2.35 permet de mettre en évidence une origine lithologique à la distribution granulométrique des différents échantillons. Il apparaît que la sous-population granulométrique grossière des dépôts identifiée en 2.6.A est formée par un mélange de bombes scoriacées (*SB*) et de laves anciennes (*OL*). De la même manière, la sous-population granulométrique intermédiaire correspond à un mélange de *FB* et *OL*, tandis que la sous-population granulométrique fine des dépôts est composée presque exclusivement de *FB*.

2.6.C. Morphologie des particules

2.6.C.a Fractions grossières

La granulométrie des fractions grossières des dépôts d'écoulements pyroclastiques a été déterminée par analyse d'image à l'aide du logiciel ImageJ de la NIH (voir 2.2.E). Afin de mettre en évidence de possibles variations de la morphologie des particules en fonction de la distance à l'événement (i.e. au cours du transport des particules), seuls les échantillons radiaux de la ravine de Juive Grande (voir Fig. 2.1 pour la localisation) ont été analysés dans un premier temps. Grâce à la méthode intégrée d'étude des dépôts développée dans le cadre de cette thèse, il est possible de donner les paramètres morphologiques moyens des échantillons en fonction de la nature lithologique des clastes qui les composent (tableau 2.4). Notons que les ponces anciennes (*OP*) ne sont pas présentes en assez grand nombre dans les échantillons pour que les résultats des mesures morphologiques soient représentatifs.

Les rapports de forme des fragments de bombes (*FB*), des juvéniles denses (*D*), des clastes oxydés (*O*) et des scories noires anciennes (*OS*) sont proches (entre $0,715 \pm 0,010$ et $0,733 \pm 0,015$) et relativement élevés (tableau 2.4). Les bombes scoriacées (*SB*) possèdent un rapport de forme plus bas ($0,703 \pm 0,102$) marqué par une très forte variabilité, qui souligne la grande diversité d'allongement de ces constituants. Les Laves anciennes (*OL*) présentent le rapport de forme le plus bas ($0,689 \pm 0,010$) et ont donc tendance à être plus allongées que les autres constituants des dépôts. La solidité, qui donne une mesure de l'irrégularité de la surface des particules, ne présente pas de variations significatives en fonction de la nature lithologique des clastes et se situe autour d'une valeur de $0,960 \pm 0,005$ pour l'ensemble des constituants, à l'exception des *SB*. Ces dernières possèdent une valeur de solidité plus basse ($0,941 \pm 0,016$) marqué encore une fois par une forte variabilité.

	SB	FB	D	OL	O	OS
Rapport de forme	0,703	0,732	0,724	0,689	0,715	0,733
±	0,102	0,010	0,011	0,010	0,010	0,015
Circularité HS	0,711	0,781	0,739	0,738	0,769	0,786
±	0,047	0,007	0,007	0,010	0,010	0,009
Convexité	0,928	0,955	0,954	0,953	0,955	0,955
±	0,007	0,002	0,002	0,002	0,003	0,001
Solidité	0,941	0,963	0,956	0,958	0,962	0,965
±	0,016	0,002	0,003	0,004	0,003	0,004

Tableau 2.4 : Paramètres morphologiques des différents constituants lithologiques mesurés par analyse d'image sur la fraction granulométrique grossière des dépôts. *SB* = Bombes scoriacées, *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes et *OP* = Ponces anciennes.

Les deux autres paramètres morphologiques mesurés, qui sont la circularité Haute Sensibilité (ou « HS », qui rend compte de l'angularité des particules) et la convexité (qui rend compte de l'irrégularité des particules) sont détaillées par constituant lithologique pour chaque échantillon de la ravine de Juive (Fig. 2.36). Les *D* et les *OL* forment un ensemble de points caractérisés par une relativement faible circularité ($0,738 \pm 0,010$ et $0,739 \pm 0,007$), tandis que les *FB* et les *OS* forment un groupe à forte circularité ($0,781 \pm 0,007$ et $0,786 \pm 0,009$). Les *O* possèdent une circularité intermédiaire ($0,769 \pm 0,010$) et forment ainsi un ensemble de points à cheval sur les deux groupes décrits précédemment. Les convexités de ces constituants (*FB*, *D*, *OL*, *O* et *OS*) sont remarquablement constantes ($0,953 \pm 0,002$ à $0,955 \pm 0,003$) et ne permettent pas de différencier les constituants d'un point de vue morphologique, bien que la convexité semble augmenter légèrement avec une augmentation de la circularité HS (Fig. 2.36). Les *SB* forment un groupe à part, caractérisé par une convexité et une circularité HS plus faibles (respectivement $0,928 \pm 0,007$ et $0,711 \pm 0,047$) ainsi qu'une très forte variabilité, qui se traduit par un étalement important des points (Fig. 2.36). Les études morphologiques menées sur la fraction grossière des dépôts montrent ainsi qu'il est possible de séparer les différents constituants lithologiques des dépôts d'après leurs caractéristiques morphologiques, ce qui vient valider le protocole de reconnaissance mis en place dans le cadre de cette thèse. Notons enfin que malgré leur nature juvénile différente, les constituants scoriacés des dépôts (*FB* et *OS*) forment des populations morphologiquement confondues, tout comme les fragments massifs (*D* et *OL*). Les clastes oxydés, qui rassemblent à la fois des matériaux scoriacés et massifs (l'oxydation est en effet indépendante du protholite, i.e. du type de claste initial) forment un groupe intermédiaire, situé morphologiquement entre les deux ensembles « scoriacés » et « denses » (Fig. 2.36).

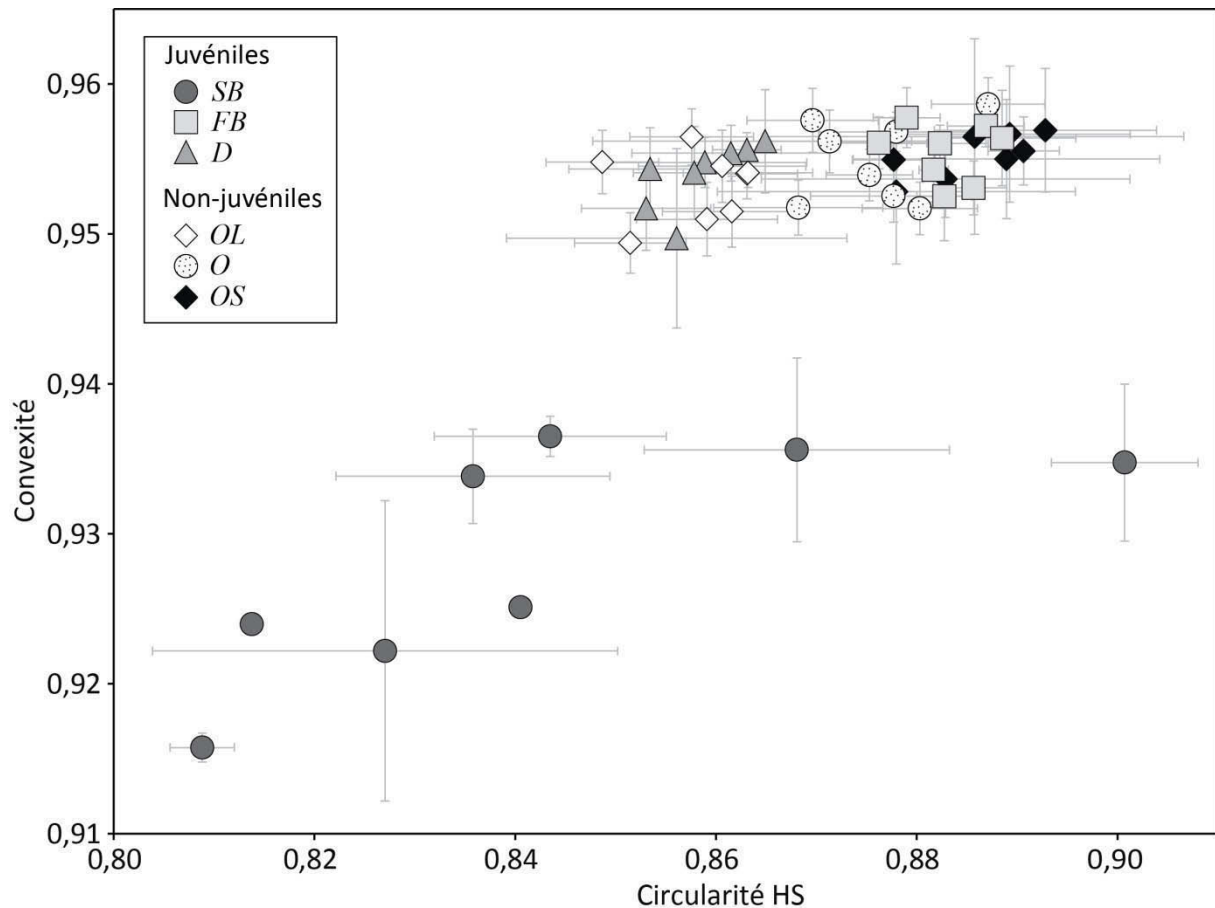


Fig. 2.36 : Convexité en fonction de la circularité HS (Haute Sensibilité) de la fraction grossière des échantillons provenant de la ravine de Juive Grande. Les données morphologiques sont ici présentées en fonction de la nature lithologique des fragments. *SB* = Bombes scoriacées, *FB* = Fragments de bombes, *D* = Juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes, *O* = Clastes oxydés, *OS* = Scories noires anciennes.

2.6.C.b Fractions fines

La mesure des paramètres morphologiques des particules fines des dépôts (< 2mm) nécessite l'emploi d'un matériel spécial, comme le morphogranulomètre « Morphologi G3S » décrit dans la section 2.2.E de ce mémoire. La rapidité avec laquelle les mesures sont effectuées et la précision accrue de ce matériel par rapport au comptage et à l'analyse manuelle des échantillons permettent de documenter un nombre important de fragments et de mettre en évidence de subtiles variations des paramètres morphologiques des fragments qui les composent.

Dans le but de documenter de possibles variations de morphologie des particules avec la distance de parcours, deux échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua ont été analysés par Charlotte Magnette dans le cadre d'un Travail Encadré de Recherche (TER), co-encadré par S. Leibrandt, J.-L. Le Penne et J. Bernard. Ces échantillons ont été sélectionnés dans la ravine de Juive Grande de manière à documenter le faciès le plus proximal

(JUI_04) et le plus distal (JUI_07) des dépôts. Les formules mathématiques utilisées pour définir les paramètres morphologiques mesurés par le morphogranulomètre sont les mêmes que celles employées pour les fractions grossières des dépôts. Ces résultats préliminaires montrent qu'il est possible de mettre en évidence des variations morphologiques en fonction de la distance de parcours au sein des dépôts d'écoulements pyroclastiques (Fig. 2.37). La précision intrinsèque de l'appareil de mesure ($\pm 0,002$) pour l'ensemble des paramètres de la gamme granulométrique investiguée (710-840 μm) permet en effet de mettre en évidence des variations très faibles mais significatives des paramètres morphologiques (Fig. 2.37). L'échantillon distal dans sa globalité (i.e. sans séparation lithologique préalable) présente ainsi une circularité moyenne de $0,830 \pm 0,002$ et une convexité moyenne de $0,908 \pm 0,002$ tandis que l'échantillon distal présente une circularité moyenne de $0,848 \pm 0,002$ et une convexité moyenne de $0,919 \pm 0,002$ (Fig. 2.37 ; *Magnette, 2014*). Il y a donc une augmentation de la circularité et de la convexité des particules fines des dépôts avec une augmentation de la distance de parcours (Fig. 2.37).

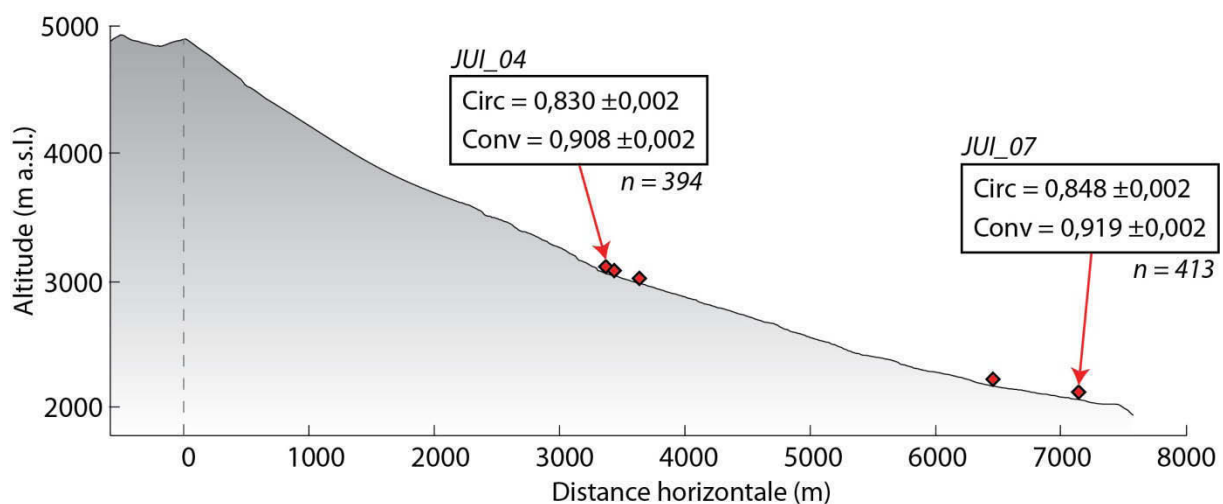


Fig. 2.37 : Paramètres morphologiques (circularité et convexité) mesurés sur des échantillons bruts de la fraction fine des dépôts d'écoulements pyroclastiques denses d'août 2006 du Tungurahua (710-840 μm), respectivement pour le faciès proximal (JUI_04) et distal (JUI_07) des dépôts. « *n* » représente le nombre de grains analysés par le Morphologi G3S et conservés après filtrage (voir 2.2.E.b). Le *n* relativement faible présenté ici est obtenu après une seule mesure au G3S, qui a été répétée par la suite. D'après *Magnette, 2014*.

Afin de vérifier ces résultats, des mesures complémentaires ont été effectuées sur l'ensemble des échantillons de la ravine de Jui Grande. Les résultats préliminaires, les implications et les limites de ces manipulations seront présentés dans le quatrième chapitre de ce mémoire.

2.6.D. Caractérisation de la matrice

2.6.D.a Densité globale et effet de la compaction

Les mesures de densité des échantillons de matrice non compactée (*NC*) mettent en évidence une population de masses volumiques gaussienne, centrée autour de la valeur de $1,50 \text{ g.cm}^{-3}$ ($1,52 \pm 0,09 \text{ g.cm}^{-3}$), avec un minimum à $1,34 \text{ g.cm}^{-3}$ et un maximum à $1,80 \text{ g.cm}^{-3}$ (Fig. 2.38). Une fois compactés (*C*), les échantillons de matrice forment une seconde population, bien distincte de la précédente, et centrée autour de la valeur de $1,71 \pm 0,11 \text{ g.cm}^{-3}$, avec un minimum à $1,54 \text{ g.cm}^{-3}$ et un maximum à $2,01 \text{ g.cm}^{-3}$ (Fig. 2.38). La bonne corrélation linéaire ($R^2 = 0,67$) entre les valeurs de densité *NC* et *C* (Fig. 2.39) montre que la matrice des dépôts d'écoulements pyroclastiques possèdent un degré de réarrangement des grains similaire (pour la gamme granulométrique étudiée), et ce quelle que soit la valeur de sa densité globale (i.e. quel que soit l'échantillon). Les écarts parfois importants par rapport à la droite de régression linéaire soulignent néanmoins une relation non triviale entre les densités *NC* et *C* des échantillons.

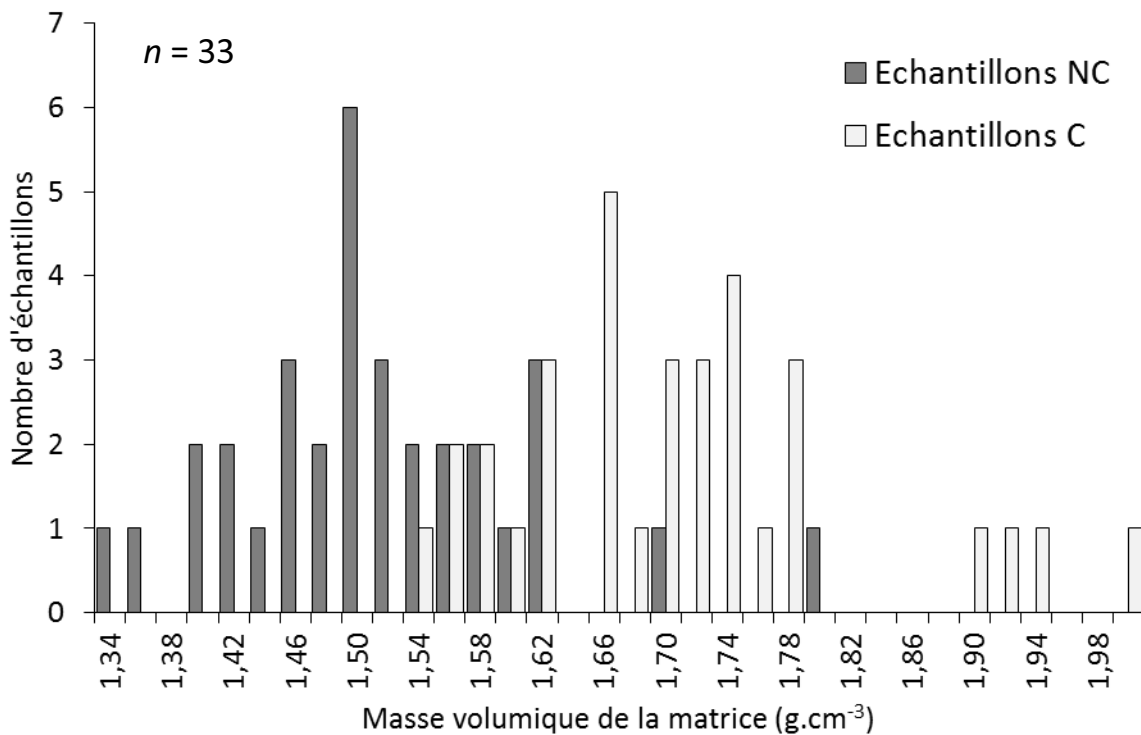


Fig. 2.38 : Masses volumiques des 33 matrices des dépôts d'écoulements pyroclastiques obtenues à l'aide de mesures des échantillons non-compactés (NC) ou compactés (C), comme expliqué dans le texte (voir 2.3).

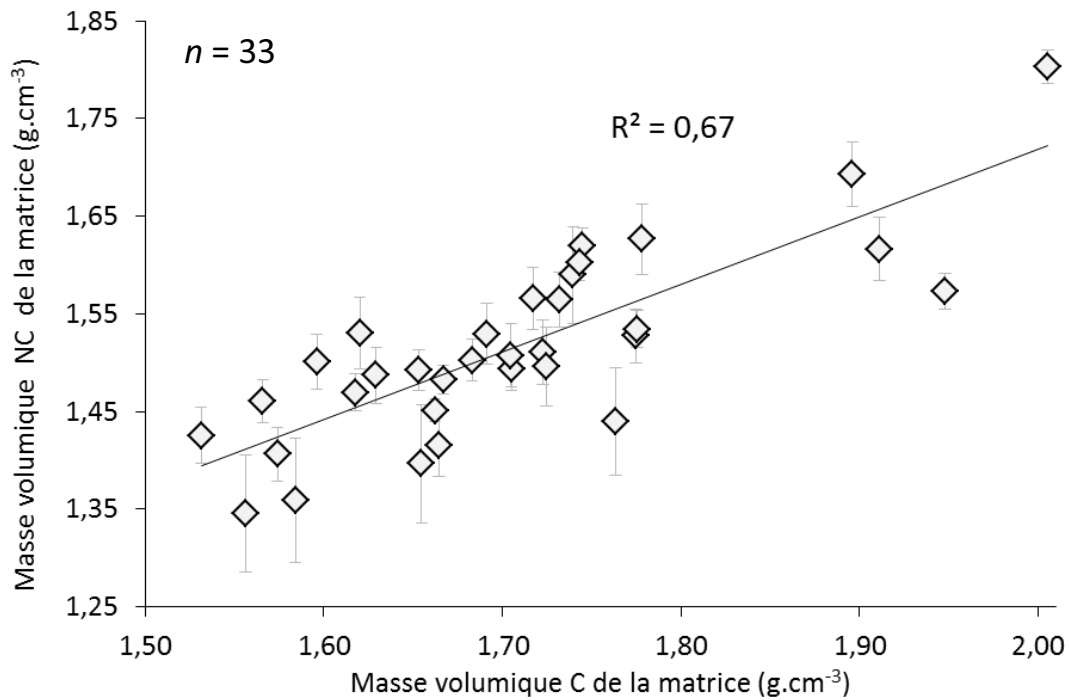


Fig. 2.39 : Masses volumiques non-compactées (NC) en fonction des masses volumiques compactées (C) de la matrice des 33 échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques analysés.

La différence de volume entre l'état *NC* et *C* d'un échantillon donné permet d'estimer le degré de réorganisation maximal des grains, exprimé en pourcentage de compaction. Les résultats montrent que ce taux de compaction varie entre 5,5 et 19,2 % du volume initial des échantillons *NC*, avec une valeur moyenne $11,1 \pm 3,3\%$ (Fig. 2.40).

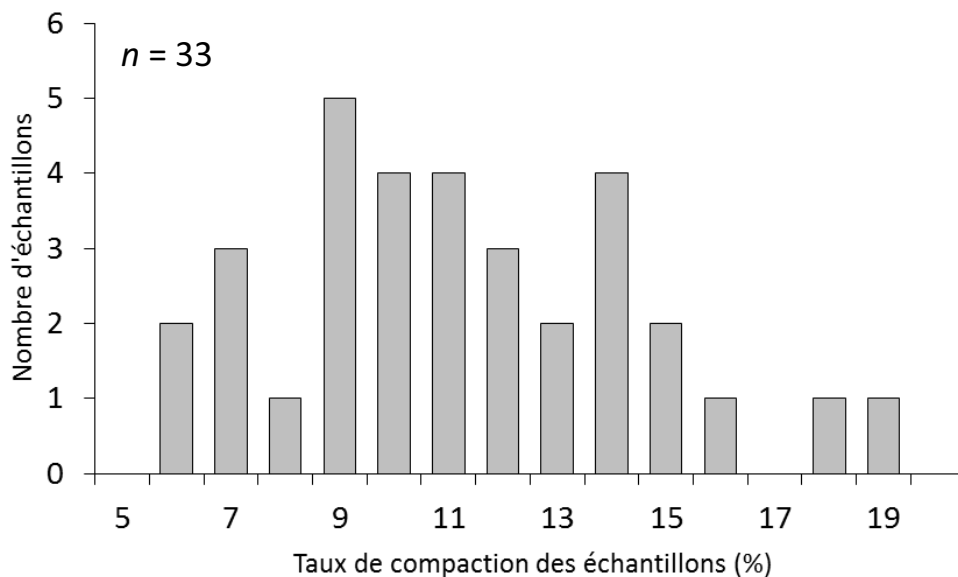


Fig. 2 40 : Variations de volume entre les mesures de densité compactée (C) et non compactée (NC) de la matrice des 33 échantillons physiques de dépôts d'écoulements pyroclastiques collectés. Cette variation de volume correspond directement à un taux de compaction (en %).

2.6.D.b Porosité inter-granulaire

Les comparaisons entre les densités de solides théoriques d_s (calculées à partir des données de composition et de granulométrie des dépôts) et les densités d_{echNC} et d_{echC} (mesurées sur les échantillons de matrice) ont permis de calculer la porosité inter-granulaire ϵ de l'ensemble des 27 échantillons pour lesquelles les données texturales sont disponibles (Fig. 2.41).

Les résultats montrent que l'espace inter-granulaire des échantillons non-compactés est de $22,3 \pm 6,0\%$ (minimum 8 % et maximum 35 %), et qu'il passe à $12,7 \pm 6,1\%$ (minimum 3 % et maximum 27 %) dans le cas des échantillons dans un état compacté (Fig. 2.41). Cette différence est cohérente avec le taux de compaction moyen de 11 % déduit des mesures de densité successives, ce qui valide le protocole de mesure mis en place.

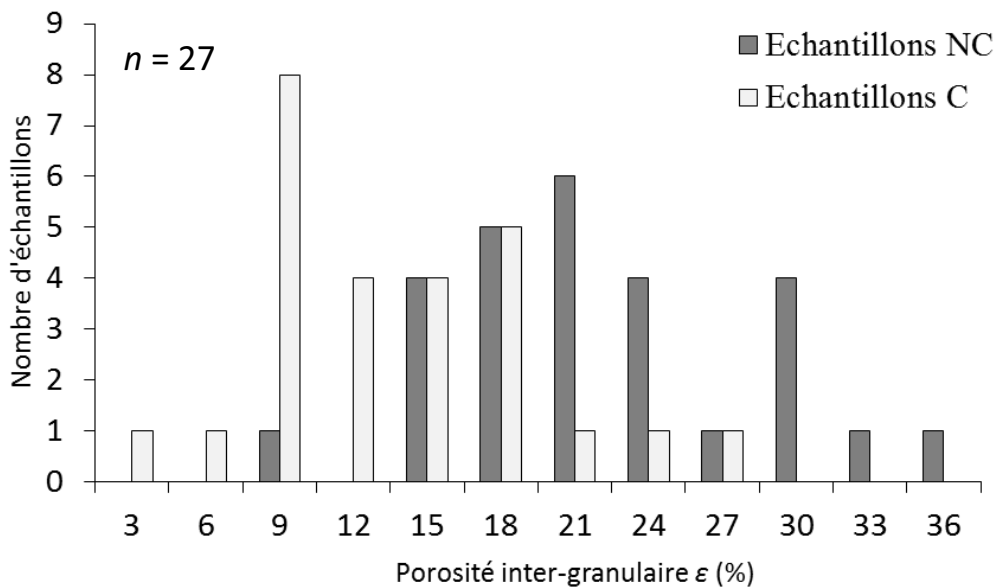


Fig. 2 41 : Porosité inter-granulaire (en pourcent) des échantillons de matrice ($< 3\phi$) de dépôts d'écoulements pyroclastiques dans le cas où les produits sont non-compactés (NC) ou compactés (C).

La figure 2.42 compare les masses réelles des échantillons aux masses recalculées à partir des densités théoriques de solides d_s . La très bonne corrélation de la droite avec les données ($R^2=0,94$) vient valider le protocole de mesure de densité mis en place dans cette étude, et montre aussi que la composition lithologique et la distribution granulométrique des fragments présents dans la matrice des échantillons de dépôts pyroclastiques est connue de manière satisfaisante grâce à la méthode intégrée d'analyse texturale développée ici.

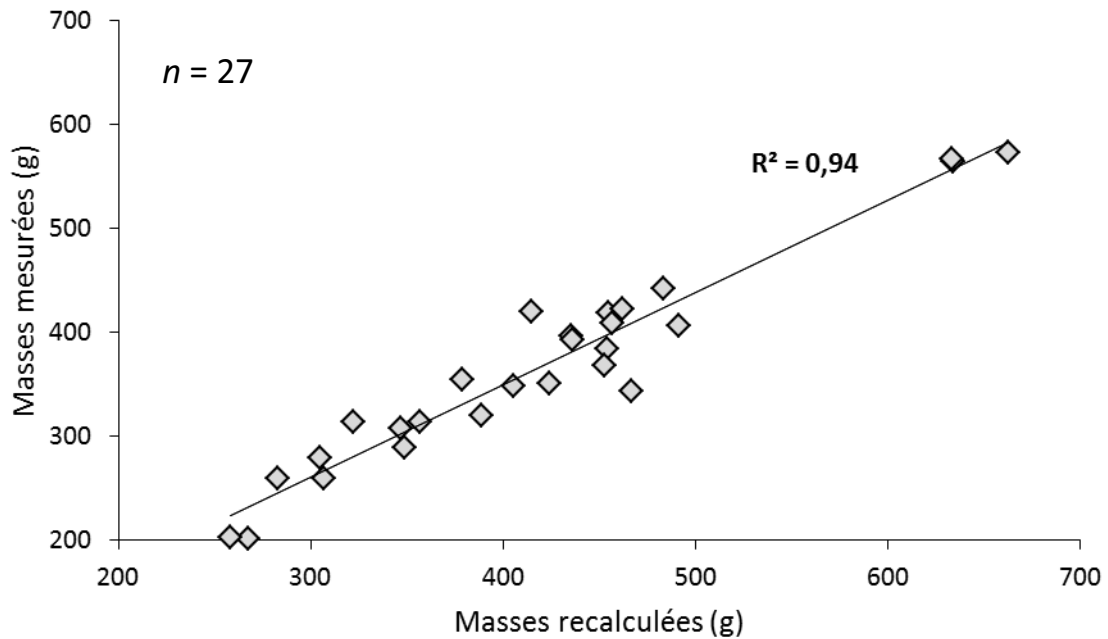


Fig. 2 42 : Masses mesurées en fonction des masses recalculées à partir des données granulométriques et de composition lithologique pour les 27 échantillons de matrice de dépôts d'écoulements pyroclastiques.

2.6.D.c *Densité de la matrice vs. distance au cratère*

La figure 2.43 présente les masses volumiques *NC* des différents échantillons en fonction de leur distance cartographique au cratère (calculée sur SIG à l'aide de projections planes). Les échantillons provenant de la base du volcan sont légèrement surreprésentés en nombre par rapport à ceux prélevés le long de la pente à cause de l'important échantillonnage latéral réalisé au sein des deltas pyroclastiques (Fig. 2.43). Cependant, quel que soit le groupe d'échantillons considéré (l'ensemble de la population des échantillons ou seuls ceux issus de l'échantillonnage radial), la tendance qui se dégage est la même : la densité de la matrice diminue avec la distance (Fig. 2.43). La matrice des échantillons proximaux (< 5000 m du cratère) possède en effet une masse volumique comprise entre 1,8 et 1,6 g.cm⁻³ tandis que les échantillons de matrice les plus distaux ont des masses volumiques comprises entre 1,6 et 1,3 g.cm⁻³. Bien que relativement faible (0,45 g.cm⁻³ au maximum entre le faciès proximal et le faciès distal), cette différence est significative. Le coefficient de régression linéaire de la droite qui s'adapte le mieux aux données est compris entre 0,51 et 0,69 selon que l'on prend en compte l'ensemble des échantillons ou seulement ceux correspondant à l'échantillonnage radial des dépôts (Fig. 2.43).

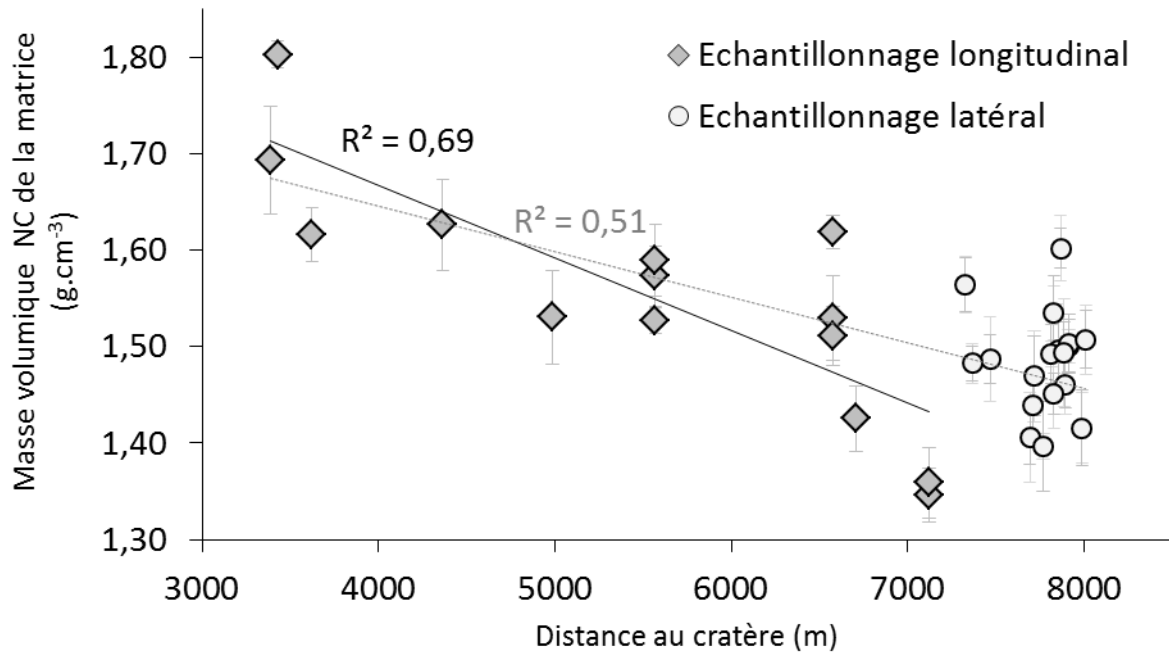


Fig. 2.43 : Densité totale de la matrice des écoulements pyroclastiques (ici NC) en fonction de la distance horizontale au cratère pour différents groupes d'échantillons correspondant à l'échantillonnage latéral ou radial (Juive + Cusua + Chontapamba, voir Fig. 2.1) des dépôts. Les coefficients R^2 décrivent la qualité de l'interpolation des droites de régression linéaire ajustant au mieux l'ensemble des échantillons (ligne pointillée) ou seuls ceux issus de l'échantillonnage radial (ligne continue).

2.6.D.d Densité de la matrice vs. composition des dépôts

Des comparaisons entre les compositions lithologiques des dépôts et la densité totale de leur matrice ont été effectuées pour mettre en lumière de possibles corrélations entre ces deux données. Afin que les comparaisons soient objectives, seule la composition lithologique de la partie fine des dépôts a été prise en compte dans cette section *via* la composition de la plus petite fraction granulométrique mesurée commune à l'ensemble des échantillons (en l'occurrence, $-1,5 \phi$). Seuls les proportions en masse des 4 constituants majeurs des dépôts (*FB*, *D*, *OL* et *O*) ont été comparés aux données de densité, car 1) ils représentent plus de 97 % en masse du dépôt et contribuent donc à eux seuls à la densité de la matrice des écoulements et 2) les bombes scoriacées (*SB*) sont grossières et ne sont pas des constituants de la matrice. La figure 2.44 présente les proportions de ces 4 constituants majeurs en fonction de la densité de la matrice, pour les échantillons radiaux (JUI_01 à 08 ; CHO_01 et 02 ainsi que CUS_02).

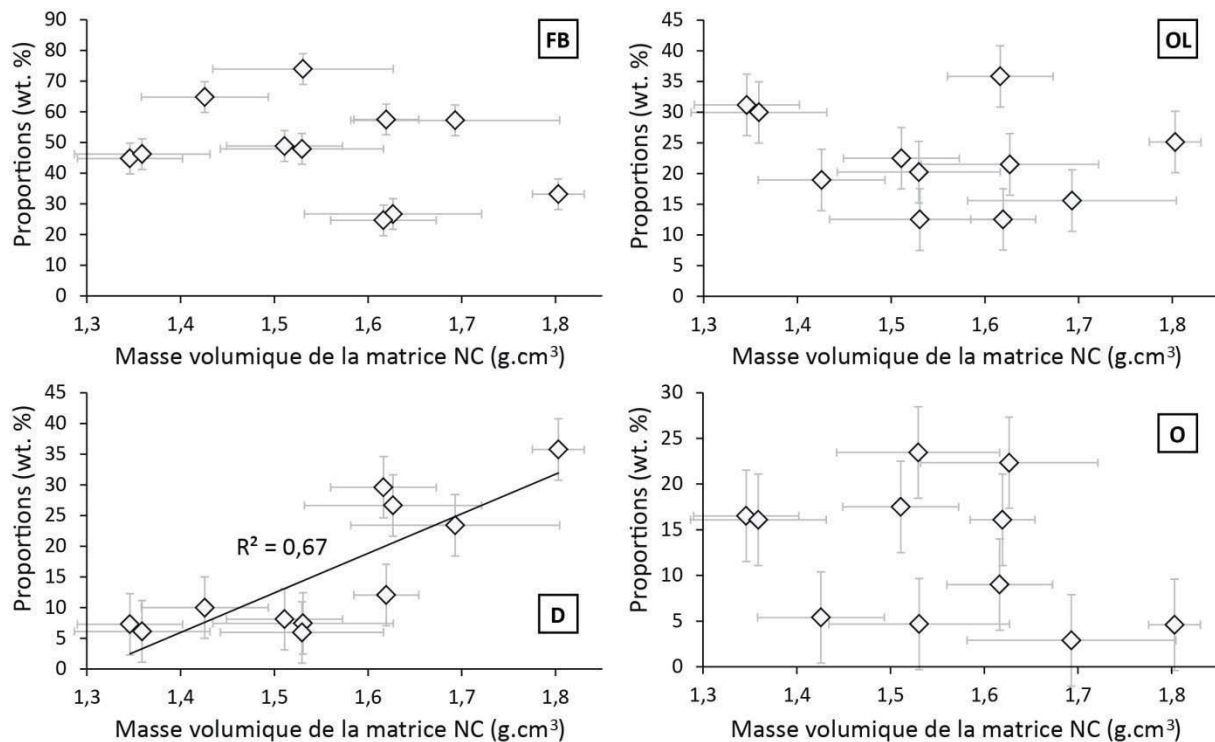


Fig. 2.44 : Proportions en masse des 4 constituants majeurs des dépôts présents dans la fraction granulométrique $-1,5 \phi$ en fonction de la densité totale de la matrice des écoulements pyroclastiques. *FB* = Fragments de bombes, *D* = juvéniles denses, *OL* = Laves anciennes et *O* = clastes oxydés.

Les résultats montrent qu'il n'y a pas de corrélation entre les proportions en masse des fragments de bombes (*FB*), des Laves anciennes (*OL*) ou des oxydés (*O*) et la densité de la matrice des dépôts (Fig. 2.44). Il existe cependant une relation forte entre la proportion de juvéniles denses (*D*) présents dans les dépôts et la densité totale de la matrice (Fig. 2.44). La densité totale de la matrice augmente avec la quantité de *D* : les échantillons qui contiennent 10 wt. % ou plus de *D* sont caractérisés par des densités de matrice élevée ($> 1,6 \text{ g.cm}^{-3}$) tandis que ceux qui en contiennent moins de 10 wt. % ont des densités de matrice plus faibles ($< 1,6 \text{ g.cm}^{-3}$). L'échantillon présentant la plus forte densité de matrice ($1,8 \text{ g.cm}^{-3}$) est aussi celui qui contient la plus grande proportion de *D* (35,8 wt. %). Le coefficient de régression R^2 de la meilleure droite de corrélation entre les proportions en masse de *D* et la densité de la matrice est de 0,67 (Fig. 2.44), ce qui est significatif, et qui traduit le contrôle majeur qu'ont les juvéniles denses (*D*) sur la densité totale de la matrice des écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua.

2.6.E. Extension des dépôts et bilan de matière

2.6.E.a Volume de dépôts dans les deltas pyroclastiques

Le volume de dépôts contenus par chacun des 4 deltas pyroclastiques (ou « abanicos ») formés aux débouchés des ravines de Chontapamba, Romero, Rea et Mapayacu (du Nord au Sud du

volcan, voir Fig. 2.1 pour la localisation) a été déterminé par soustraction de deux modèles numériques de terrain (ou MNT) représentant respectivement la surface actuelle des dépôts et le niveau du sol pré-2006 (i.e. avant l'éruption). La figure 2.44 présente une photo de terrain de chacun des deltas analysés, les MNTs utilisés pour calculer le volume de la structure et les résultats par delta, avec l'incertitude associée au calcul du volume.

Deltas pyroclastiques naturels

Modèles numériques de terrain

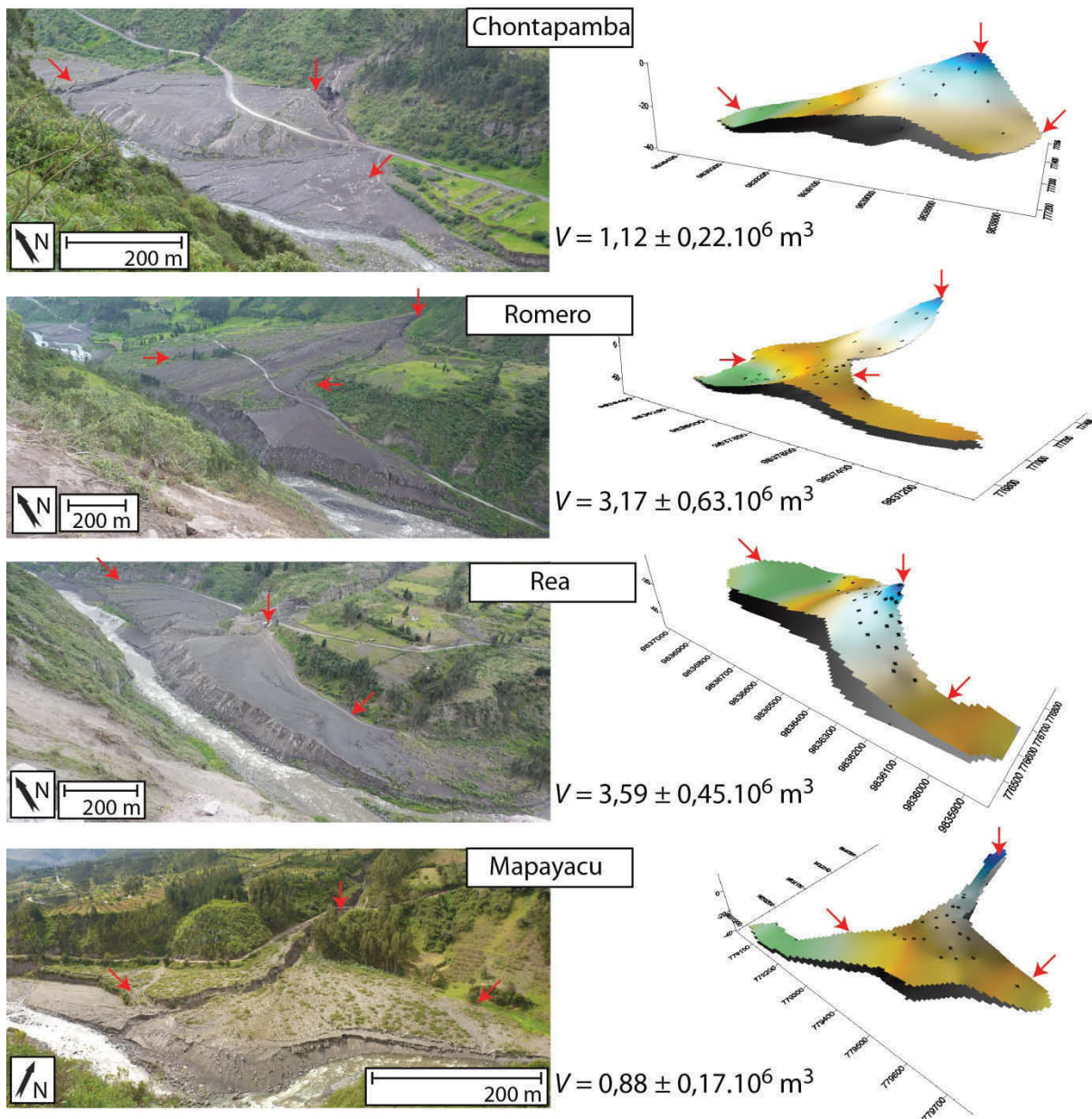


Fig. 2.45 : Deltas pyroclastiques formés au cours de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua et MNTs de ces structures obtenus par télémétrie laser. Les flèches indiquent des points remarquables visibles à la fois sur la photographie de terrain et sur le MNT afin de faciliter la lecture. Les points noirs sur les MNTs représentent la localisation des stations de mesures. Les volumes indiqués pour chaque delta pyroclastique sont obtenus par soustraction de MNTs comme détaillé dans la section 2.5.B.

Les dimensions et les épaisseurs des différents deltas étudiés dans le cadre de cette thèse varient de manière importante en fonction des sites (tableau 2.5). Les deltas pyroclastiques de Mapayacu et Chontapamba sont de tailles comparables et renferment une quantité relativement modeste de produits ($0,88 \pm 0,17 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ pour Mapayacu et $1,12 \pm 0,22 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ pour Chontapamba). Les structures de Rea et Romero sont quant à elles plus grandes et contiennent une quantité importante de dépôts ($3,59 \pm 0,45 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ pour Rea et $3,17 \pm 0,63 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ pour Romero, tableau 2.5). Le delta de Rea présente l'épaisseur moyenne la plus importante (16,5 m), et contient plus de produits que le delta de Chontapamba, malgré une surface près de deux fois inférieure. L'addition des volumes individuels de chaque delta permet de calculer la quantité totale de produits contenus dans ces structures, qui est de $8,75 \pm 1,47 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ (tableau 2.5).

Nom delta	Surface (10^6 m^2)	Epaisseur moy. (m)	Volume (10^6 m^3)	Incertitude ($\pm 10^6 \text{ m}^3$)
Chontapamba	0,14	8,4	1,12	0,22
Romero	0,48	10,7	3,17	0,63
Rea	0,25	16,5	3,59	0,45
Mapayacu	0,09	10,4	0,88	0,17
<i>Total</i>	<i>0,95</i>	<i>11,5</i>	<i>8,75</i>	<i>1,47</i>

Tableau 2.5 : Aires et caractéristiques principales des deltas pyroclastiques formés au cours de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua.

2.6.E.b Volumes de dépôts dans les ravines et rapport $\Delta H/L$

Le tableau 2.6 donne l'aire et le volume de produits présents dans chacune des ravines affectées par les écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006, avec l'incertitude associée et une description rapide de la morphologie de la ravine. Le rapport $\Delta H/L$, qui est une méthode permettant de quantifier la mobilité des écoulements (tout comme l'aire / volume^{2/3} de *Hayashi et Self, 1992* et *Calder et al., 1999*), et qui représente la différence d'altitude entre le point de départ des écoulements (ici fixé sur le rebord externe du cratère) et leurs distances maximales de parcours (calculées en projection plane), est aussi indiqué dans le tableau 2.6. Il apparaît que les écoulements ont parcouru en moyenne $6,7 \pm 1,2 \text{ km}$ (maximum 8,7 km, minimum 4,2 km) et ont un rapport $\Delta H/L$ moyen de $0,37 \pm 0,05$. Les distances parcourues par les écoulements dans le lit des rios au pied du volcan sont difficiles à estimer (les dépôts ont été remobilisés très vite après l'éruption, *Hall et al., 2013*) et les distance données ici représentent ainsi des valeurs minimales.

Les surfaces affectées par les écoulements pyroclastiques sont très variables d'une ravine à l'autre, en fonction de la distance de parcours des écoulements denses et de la présence ou non de faciès de débordement. Les aires mesurées vont ainsi de $0,066 \text{ km}^2$ dans la ravine de « Vazcun

Ouest », au Nord de l'édifice, à 1,190 km² dans la ravine de Juive Grande (tableau 2.6 ; Fig. 2.1). La zone de Juive est en effet marquée en aval par la présence de produits à faciès de débordement, ce qui se traduit par une surface affectée plus importante (voir aussi 2.2.A et Fig. 2.2). Les volumes de produits présents dans les ravines dépendent directement des surfaces affectées et sont donc eux aussi très variables d'une ravine à l'autre. Ils vont de 0,22.10⁶ m³ au niveau de la ravine de Vazcun Ouest jusqu'à 3,93.10⁶ m³ dans Juive. Les ravines les plus affectées par les écoulements sont (du Nord au Sud) : Juive (3,93.10⁶ m³), Cusua (1,36.10⁶ m³), Achupashal (1,39.10⁶ m³), Ingapirca (1,20.10⁶ m³), et Rea (0,98.10⁶ m³ ; voir tableau 2.6 et Fig. 2.1 pour la localisation des ravines). Le volume total de dépôts contenus dans l'ensemble des ravines affectées par les écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 est de 14,70 ± 4,64.10⁶ m³.

Description de la ravine		Description des dépôts d'écoulements pyroclastiques							Deltas
Nom (du S au N)	Type	Dist.max. (m)	Alt. Min. (m)	ΔH (m)	Rapport ΔH/L	Aire (km ²)	Volume (.10 ⁶ m ³)	Incertitude (± .10 ⁶ m ³)	Présence (O/N)
Mapayacu	Droite	7680	2400	2400	0,31	0,168	0,55	0,16	O
Choglontus	Droite	6380	2760	2040	0,32	0,109	0,36	0,10	N
Confesionario	Droite	8740	2320	2480	0,28	0,162	0,53	0,15	N
Rea	Anasto.	7910	2240	2560	0,32	0,296	0,98	0,28	O
Ingapirca	Anasto.	7560	2240	2560	0,34	0,363	1,20	0,35	N
Romero	Mixte	6790	2220	2580	0,38	0,177	0,58	0,17	O
Chontapamba	Mixte	6930	2200	2600	0,38	0,199	0,66	0,19	O
Motilones	Droite	5380	2600	2200	0,41	0,069	0,23	0,07	N
Pingullo	Droite	5860	2520	2280	0,39	0,084	0,28	0,08	N
Bilbao	Mixte	5150	2680	2120	0,41	0,094	0,31	0,09	N
La Piramide	Mixte	7340	2120	2680	0,37	0,175	0,58	0,17	N
Achupashal	Anasto.	6920	2120	2680	0,39	0,421	1,39	0,40	N
Cusua	Anasto.	7450	2240	2560	0,34	0,414	1,36	0,40	N
La Hacienda	Droite	6530	2560	2240	0,34	0,077	0,26	0,07	N
Mandur	Droite	7180	1960	2840	0,40	0,122	0,40	0,12	N
Juive	Anasto.	7610	1880	2920	0,38	1,190	3,93	1,14	N
Vazcun Ouest	Droite	4450	2560	2240	0,50	0,066	0,22	0,06	N
Vazcun Centre	Droite	7560	2040	2760	0,37	0,184	0,61	0,18	N
Ulba	Droite	4190	2800	2000	0,48	0,088	0,29	0,08	N
TOTAL						4,456	14,70	4,27	

Tableau 2.6 : Paramètres de mobilité, d'aire et de volume des différentes ravines affectées par les écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua. Le type de ravine désigne sa morphologie : droite dans le cas où un seul chenal est présent, mixte là où deux chenaux principaux se joignent pour donner une seule ravine et anastomosée quand 3 chenaux ou plus sont présents. La distance maximale et l'altitude minimale sont calculées pour le front des écoulements. Le ΔH est calculé par rapport à l'altitude du rebord du (4800 m a.s.l.). L'aire et le volume donnés ici correspondent à une limite des dépôts prise à 3500 a.s.l., une pente moyenne du volcan de 20° et une épaisseur moyenne de 3,1 m (voir 2.5.C).

Le tableau 2.6 indique que la formation de deltas pyroclastiques au débouché des ravines n'est pas directement corrélée au volume de produits drainés par ces dernières. En effet, parmi les

ravines ayant drainé les volumes les plus importants de produits, seules Ingapirca et Rea sont associées à des deltas (dans une moindre mesure, de petites structures se sont aussi formées au niveau de Juive et Achupashal). Les ravines de Romero et de Mapayacu ont drainé des quantités moindres de produits (tableau 2.6), ce qui n'a pas empêché la formation de deltas importants (Fig 2.45). La morphologie de la ravine pourrait ainsi avoir un impact sur la formation de deltas pyroclastiques. Juive et Achupashal présentent en effet un réseau de drainage largement ramifié tandis que Mapayacu et Chontapamba ont un réseau peu ramifié, surtout vers l'aval (tableau 2.6).

2.6.E.c Bilans de matière en masse par constituants

Le calcul des distributions granulométriques précises des dépôts, la quantification de leurs compositions lithologiques, la détermination des densités spécifiques de chaque constituant lithologique, ainsi que le calcul des volumes de produits présents dans les ravines et dans les deltas pyroclastiques permettent de déterminer le bilan de matière en masse complet des dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua. Ces bilans de matière ont été calculés à partir de volumes de solides, c'est-à-dire des volumes corrigés de la porosité inter-granulaire ε du dépôt (voir 2.5.D). La masse de chaque type de constituant peut être exprimée en fonction des différentes ravines ou de manière globale, à l'échelle de l'éruption (tableau 2.7). Les masses de constituants contenus dans les ravines pour lesquelles nous n'avons pas de données ont été reconstruites en faisant l'hypothèse réaliste que la composition des dépôts y est similaire à celle de la ravine de Juive (qui a été choisie pour mener à bien l'échantillonnage radial). De même, les masses de produits contenus dans le delta de Romero ont été calculées en faisant l'hypothèse que la composition de ce delta est similaire au delta voisin de Rea (voir Fig. 2.1). Enfin, les incertitudes sur la détermination du volume ont été répercutées sur les bilans en masse (tableau 2.7).

Sites (du S au N)	Volumes de solides ($\cdot 10^6 \text{ m}^3$)					Masses ($\cdot 10^9 \text{ kg}$)								
	Ravine	Delta	Total	\pm	D/R	SB	FB	D	OL	O	OS	P	Total	\pm
Mapayacu	0,49	0,77	1,26	0,29	61	0,00	1,05	0,28	0,76	0,36	0,02	0,01	2,48	0,57
Rea	0,87	3,19	4,05	0,65	79	0,09	2,86	0,89	3,28	1,26	0,03	0,02	8,44	1,36
Romero	0,52	2,81	3,33	0,71	84	0,08	2,35	0,73	2,69	1,03	0,03	0,02	6,93	1,47
Chontapamba	0,54	0,92	1,46	0,34	63	0,00	1,35	0,37	0,80	0,26	0,01	0,01	2,81	0,65
Juive	3,37		3,37	0,86		0,16	2,12	1,33	2,36	1,11	0,07	0,01	7,16	1,82
Autres ravines	6,88		6,88	2,00		0,33	4,32	2,71	4,81	2,27	0,15	0,02	14,59	4,24
<i>TOTAL</i>	12,66	7,69	20,35	4,84		0,66	14,05	6,31	14,69	6,29	0,31	0,09	42,40	10,11
%	62,2	37,8		23,8		1,6	33,1	14,9	34,7	14,8	0,7	0,2		

Tableau 2.7 : Bilan des volumes corrigés de la porosité inter-granulaire ε des dépôts, et bilans de matière en masse par constituants des dépôts d'écoulements pyroclastiques. Le rapport D/R illustre comment les produits se répartissent entre les ravines et les deltas sur les sites où ces derniers sont présents (la valeur indiquée par le D/R donne le pourcentage du volume total du site présent dans le delta).

Il y a très peu de variations latérales (i.e. d'une ravine à l'autre, du Nord au Sud du volcan) de la composition lithologique en masse des dépôts, ce qui est cohérent avec les résultats présentés dans la *section 2.6.A*. D'un point de vu global, et par ordre d'abondance des différents constituants, les résultats montrent que les dépôts sont composés d'une quantité équivalente de fragments de bombes (*FB*) et de laves anciennes (*OL*), qui représentent respectivement 33 et 35 wt. % des dépôts. Viennent ensuite les juvéniles denses (*D*) et les oxydés (*O*), qui constituent chacun 15 % en masse des produits. Les bombes scoriacées (*SB*) forment moins de 2 wt. % du dépôt, tandis que les scories noires (*OS*) et les ponces (*OP*) anciennes ne représentent que moins de 1 % en masse des produits (tableau 2.7). La masse totale des dépôts d'écoulements pyroclastiques corrigée de leur porosité inter-granulaire (voir 2.5.D) est de $41,7 \cdot 10^9$ kg. Les produits n'étant que faiblement vésiculés (les écoulements ne sont pas ponceux et les bombes scoriacées ne représentent qu'une faible partie des dépôts), cette masse peut être considérée comme représentant convenablement l'ordre de grandeur du DRE (« Dense Rock Equivalent »). Les réseaux de drainage associés à un delta pyroclastique (Mapayacu, Rea, Romero et Chontapamba) contiennent près de la moitié de la masse totale des dépôts.

2.7. Discussion

2.7.A. Nature et source des constituants

Afin d'isoler uniquement la signature de l'érosion associée à la mise en place des écoulements, il est crucial de soustraire la proportion de matière érodée dans le conduit à la quantité totale de matériaux non-juvéniles estimée dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques. Pour ce faire, nous avons utilisé les bilans de matière déterminés dans le dépôt de retombée de téphras de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua par *Eychenne et al. (2013)*. Ces auteurs obtiennent une proportion en masse de non-juvéniles de ≈ 2 wt. % ($3,83 \cdot 10^8$ kg DRE), qui représente la quantité de produits érodés dans le conduit par la colonne magmatique. En l'absence de mécanismes susceptibles de modifier ces proportions dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques, nous avons fait ici l'hypothèse que ≈ 2 wt. % de non-juvéniles présents dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques proviennent de l'érosion du conduit, et les avons donc soustraits des bilans de matière du patron d'érosion. La proportion de matériaux érodés dans le conduit est négligeable (≈ 2 wt. %) par rapport celle provenant des flancs du volcan (≈ 40 wt. %), et inférieure à l'incertitude globale de l'étude lithologique présentée ici (≈ 8 wt. %). L'absence de fragments d'origine métamorphique et/ou présentant une altération hydrothermale (i.e. autre que l'oxydation) dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques est un indice supplémentaire de la faible participation des matériaux arrachés au conduit.

2.7.A.a Constituants juvéniles

- **Les bombes scoriacées**

Ce constituant est directement produit par la fragmentation explosive du magma sous l'effet de l'exolution et de l'expansion brutale des gaz qu'il contient (ex: *Alidibirov et Dingwell, 2000*; *Cashman et al., 2000*; *Rust et Cashman, 2011* et références citées). Les observations et enregistrements géophysiques acquis au cours de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua indiquent que la phase paroxysmale est caractérisée par une fontaine de lave qui a alimenté la construction d'un cône d'agglutinats, dont les nombreuses déstabilisations successives ont généré les écoulements pyroclastiques étudiés dans cette thèse, ce qui explique leur mise en place sous forme de pulses (voir *Chapitre 1 et 3*; *Kelfoun et al., 2009*; *Samaniego et al., 2011*; *Hall et al., 2013*; *Douillet et al., 2013a*). La plupart des bombes scoriacées produites ont donc été intégrées au spatter avant d'être remobilisées dans les écoulements pyroclastiques. Un écoulement donné peut ainsi être formé par différentes générations de bombes scoriacées, accumulées au sein du spatter au cours de périodes de temps plus ou moins longues. Or, ce temps de stockage a une influence sur la température des bombes intégrées aux écoulements. *Benage et al. (2014)* ont en effet récemment calculé grâce à des modèles de refroidissement que des bordures figées (de quelques mm) peuvent se former en moins de deux minutes sur les bombes du paroxysme de 2006 du Tungurahua, et que les taux de refroidissement sont de l'ordre de plusieurs centaines de degrés par minute (*Benage et al., 2014*; *Roperch et al., 2014*). La population totale des bombes scoriacées, qui est clairement délimitée d'un point de vue granulométrique (voir Figs. 2.35 et 2.48), rassemble ainsi des individus à l'histoire thermique différente, qui peuvent présenter un comportement différent au cours du transport. L'incorporation de bombes dans un état chaud leur confère un comportement pseudo-plastique, dans lequel les collisions sont assez élastiques pour atténuer la fragmentation (*Lube et al., 2007*; *Roperch et al., 2014*). La présence de bordures figées au moment de l'incorporation de bombes scoriacées suffisamment refroidies peut au contraire leur conférer un comportement globalement cassant. Ces comportements différents expliquent la présence commune dans les dépôts de bombes extrêmement fragiles mais non fragmentées (reconnues dans d'autres contextes, ex : *Lube et al., 2007*; *Giachetti et al., 2010*), ainsi que de nombreux fragments de bombes, que nous allons décrire dans la section suivante.

- **Les fragments de bombes**

L'hypothèse de base concernant ce constituant est qu'il est principalement produit par fragmentation des bombes scoriacées détaillées plus haut. Les données de composition lithologique obtenues sur l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts (Fig. 2.25) montrent en effet que

les fragments de bombes apparaissent dans des gammes de taille pour lesquelles les proportions de bombes scoriacées décroissent rapidement ($\approx -5 \phi$), ce qui atteste du lien génétique clair entre ces deux constituants. Cependant, cette hypothèse peut être discutable sur plusieurs points. Les fragments de bombes pourraient par exemple en partie provenir de dépôts de retombées, ou de dépôts d'écoulements pyroclastiques mis en place plus tôt pendant l'éruption, et incorporés aux écoulements suivants.

Les produits grossiers (> 5-10 cm) contenus dans les dépôts de retombées sont généralement plus vésiculés que les clastes présents dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques. La fragmentation des bombes scoriacées produit une population de clastes possédant une vésicularité importante correspondant au cœur des bombes (*Bengage et al., 2014*). Seules des mesures systématiques de densités pourraient permettre de séparer les deux types de clastes, ce qui n'est pas envisageable dans le cas de l'étude menée ici. Le nombre important d'écoulements qui se succèdent au cours de l'éruption implique que seule une faible quantité de retombées de téphras (quelques cm) ont pu s'accumuler entre deux écoulements successifs (voir par exemple l'affleurement de Juive en Annexe 2). La proportion de retombées incorporée par un écoulement donné est ainsi minime. L'absence de changement textural et/ou chimique des clastes au cours de l'éruption (*Samaniego et al., 2011*) empêche de déterminer la quantité de matériaux juvéniles recyclée par des écoulements successifs. Les taux d'incorporation présentés dans cette thèse, et basés uniquement sur les matériaux non-juvéniles, représentent ainsi des valeurs minimales d'érosion. Nos résultats montrent cependant que l'érosion se produit surtout avant le début des processus de sédimentation, ce qui suggère que les phénomènes de ré-incorporation sont négligeables.

- **Les juvéniles denses**

Les juvéniles denses possèdent la même composition chimique que les autres constituants juvéniles émis lors de l'éruption d'août 2006 (*Samaniego et al., 2011*). Ils proviennent donc du même magma, et ne diffèrent des bombes scoriacées ou des fragments de bombes que par leur différence de vésicularité. Les juvéniles denses représentent donc des portions dégazées du magma juvénile impliqué dans le paroxysme, avant la fragmentation explosive. Leur présence est souvent associée dans différents contextes à la formation d'un bouchon dégazé en tête de colonne, qui entraîne la pressurisation du système, et la mise en place d'un dynamisme éruptif de type vulcanien caractérisé par des explosions cycliques violentes liées à l'expulsion du bouchon (ex : *Druitt et al., 2002 ; Taddeucci et al., 2004 ; Diller et al., 2006 ; Giachetti et al., 2010 ; Komorowski et al., 2010*). Nos bilans de matière montrent que les juvéniles denses représentent ≈ 15 % de la masse totale des dépôts d'écoulements pyroclastiques (Tableau 2.7), ce qui implique donc que des proportions importantes du magma pré-éruptif d'août 2006 étaient dégazées. Or, l'activité clairement en « conduit ouvert »

qui précède de plusieurs années le paroxysme de 2006 du Tungurahua (*Eychenne et al., 2013*) écarte la présence d'un bouchon, et pose la question du stockage de cette masse importante de magma dégazé dans le système. Des plaquages de ce magma dégazé et dense en bordure de conduit (ex : *Noguchi et al., 2006 ; D'Oriano et al., 2011*), accommodant le cisaillement associé à la remontée rapide du magma dans la colonne, et ramoné au cours de l'éruption, pourrait expliquer à la fois 1) la quantité importante de juvéniles denses présents (ils seraient produits en continue au cours de l'éruption), et 2) les faibles taux d'érosion de lithiques sur les parois du conduit ($\approx 30 \text{ cm.h}^{-1}$) calculés par *Eychenne et al., 2013* à partir du dépôt de retombée. La présence de poches dispersées de manière aléatoire dans la colonne magmatique ne peut cependant pas être exclue. La cohabitation de deux magmas de même composition chimique mais de densité différentes rappelle le fonctionnement de volcans basaltiques, tels que le Stromboli par exemple (ex : *Lautze et Houghton, 2005 ; Polacci et al., 2009 ; Colò et al., 2010*). Le parallèle entre les paroxysmes andésitiques et les éruptions basaltiques, pressenti par *Eychenne (2012)*, semble donc être pertinent.

Nos résultats montrent que la présence de juvéniles denses n'est donc pas systématiquement la preuve d'un dynamisme en conduit fermé de type vulcanien. Notons cependant que depuis 2010, les produits émis par le Tungurahua présentent des caractères clairs d'explosions vulcaniennes, notamment par la présence de bombes en croûte de pain caractéristiques (ex : *Wright et al., 2007*), différentes des juvéniles denses présents dans les dépôts de 2006 (Fig. 2.46).

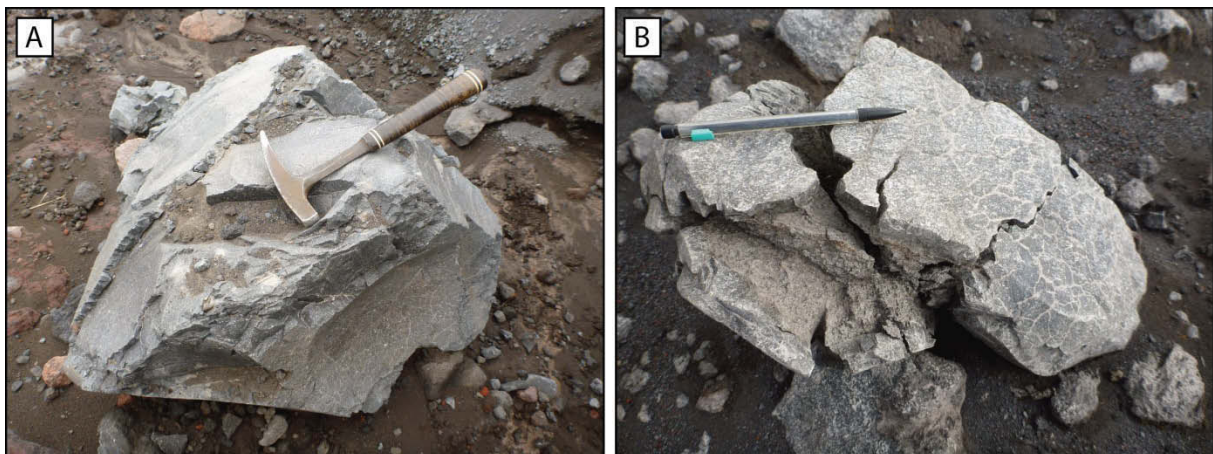


Fig. 2. 46 : Exemples de juvéniles denses typiques émis au cours (A) du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua et (B) au cours de l'éruption de février 2012. Les deux types de produits proviennent de dépôts d'écoulements pyroclastiques. Notez l'intérieur vésiculé de la bombe de l'image B.

Ces différences texturales nettes ont notamment été mises en évidence au cours d'un Travail Encadré de Recherche, co-encadré pendant cette thèse (*Tournigand, 2013*), et portant sur la caractérisation des dépôts d'écoulements pyroclastiques de février 2012 du Tungurahua. L'activité du volcan semble ainsi marquer un tournant entre 2006 et 2012 (probablement au cours de l'année

2010, *IG-EPN*), pour passer d'un fonctionnement en système ouvert vers un dynamisme plus intermittent de type vulcanien, avec des phases de repos plus longues et toutes les répercussions que cela peut avoir sur l'aléa associé.

2.7.A.b Constituants non-juvéniles

- **Les laves anciennes**

Des observations régulières du cône supérieur de l'édifice sur la période 14/07-16/08/2006 (*J.-L. Le Pennec, Com. Pers*) permettent d'apporter des précisions sur l'origine des matériaux érodés. La figure 2.47A montre que les laves anciennes sont principalement issues du démantèlement de coulées, qui ont été mises à l'affleurement le long de nombreux escarpements par les écoulements pyroclastiques d'août 2006 (Fig. 2.47A).

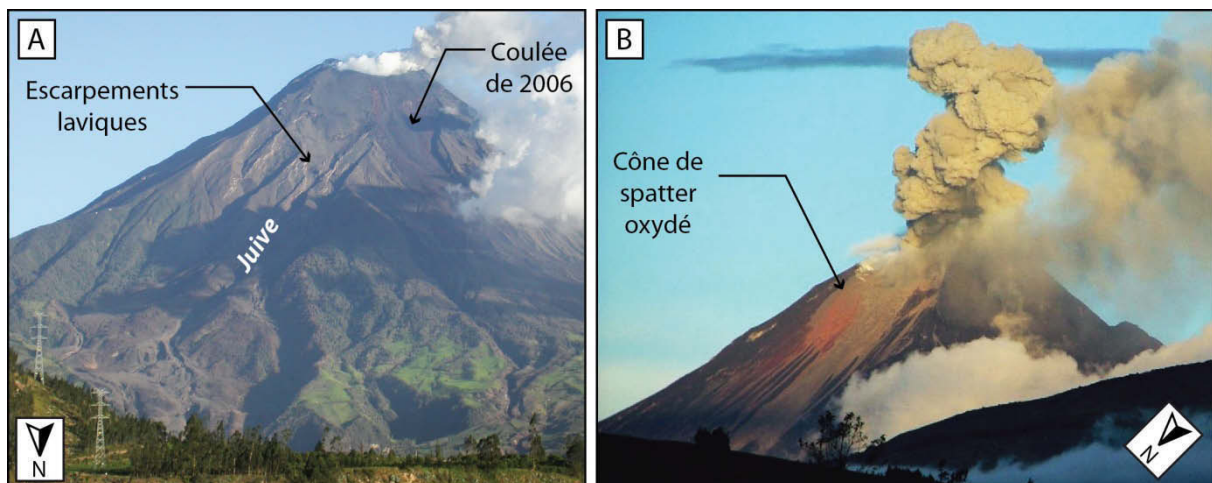


Fig. 2.47 : Vues du Tungurahua prises en 2006 : **(A)** Après l'éruption, le 02/09/06, montrant la présence de nombreux escarpements formés par des anciennes coulées de laves sur le cône supérieur (photographie de J-L Le Pennec depuis l'OVT, au NW du volcan). **(B)** Avant l'éruption, le 27/07/06 à 16h10 heure locale, montrant la présence d'un cône de spatter oxydé sur le cône supérieur (photographie par José Luís Rodríguez © depuis l'WNW).

Selon le trajet des écoulements et leur interaction avec ces escarpements (et/ou les éboulis associés), les dépôts sont plus ou moins riches en laves anciennes. L'incorporation de laves anciennes a pu être caractérisée plus précisément au niveau de ressauts topographiques situés dans la partie basse de la ravine de Juive Grande (Fig. 2.48). L'incorporation des fragments de laves anciennes semble être associée à la déstabilisation de pans entiers de coulée, qui se fragmentent selon les fractures pré-existantes. Les clastes les plus grossiers (métriques) ne sont pas incorporés entièrement à l'écoulement et ont tendance à se déposer non loin du lieu de déstabilisation (Fig. 2.48). Leur comportement en termes de propriétés de transport semble ainsi découplé de celui de l'écoulement principal.

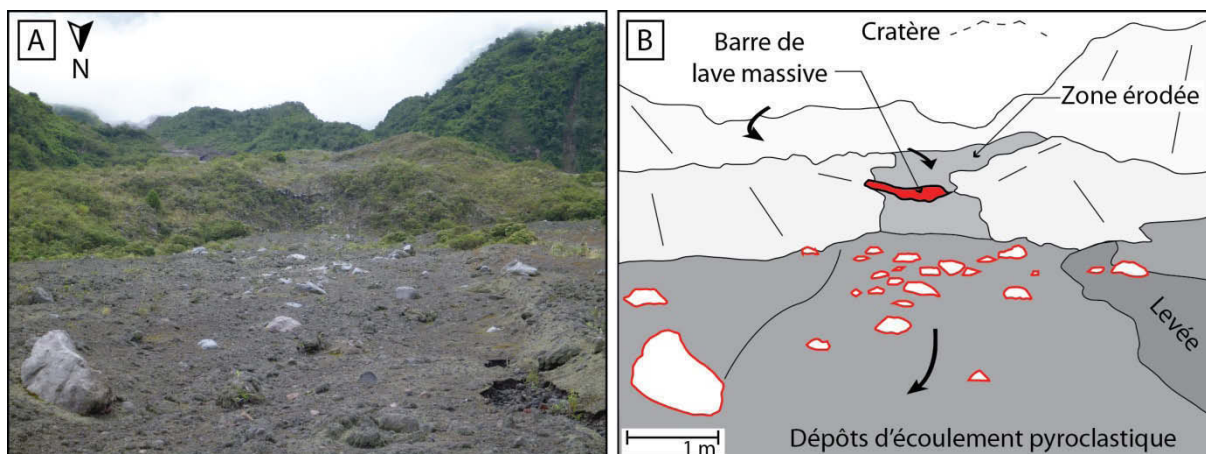


Fig. 2.48 : Déstabilisation d'une barre rocheuse lavique par les écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua dans la ravine de Juive Grande, et évidence de la sédimentation précoce des clastes les plus grossiers. **(A)** Photographie de terrain et **(B)** Schéma interprétatif : les fragments de lave les plus grossiers arrachés à la barre de lave massive indiquée en rouge n'ont été que partiellement remobilisés par l'écoulement et très peu transportés.

- **Les fragments oxydés**

Les fragments oxydés semblent être pour la plupart originaires du cône d'agglutinats formé lors de l'éruption de juillet 2006 et qui a été très rapidement oxydé, comme le montre la figure 2.47B. La position très proximale cet agglutinat oxydé implique que l'ensemble des écoulements produits en août 2006 a interagi avec lui, ce qui peut expliquer les proportions remarquablement constantes d'oxydés présents dans nos échantillons (12 ± 2 wt. %, voir Fig. 2.24). Ces résultats semblent indiquer que l'agglutinat oxydé a été érodé de la même manière par tous les écoulements pyroclastiques successifs, ce qui souligne une capacité érosive équivalente entre tous les écoulements. Ce « spatter » semble être ainsi le pourvoyeur principal des constituants oxydés. Une partie des clastes oxydés peut cependant provenir des toits, ou des semelles de coulées scoriacées anciennes, et avoir ainsi été érodé à différents endroits sur le volcan. Ces différentes origines possibles, et le fait que l'oxydation soit indépendante de la lithologie initiale du claste (qui peut être vésiculé ou dense) explique la dispersion importante des valeurs des paramètres morphologiques que nos résultats mettent en évidence (voir Fig. 2.36).

- **Les scories noires et les ponces anciennes**

Les faibles proportions de ces deux classes de constituants ne permettent pas de discuter avec précision de leur source. Les scories noires pourraient provenir d'anciennes coulées et/ou de dépôts pyroclastiques des éruptions antérieures du Tungurahua. Leur arrondi généralement important ($> 0,88$) est témoin d'une maturité texturale élevée, pouvant s'expliquer par un transport non-négligeable (ex : alluvionnaire). Les ponces anciennes possèdent le faciès typique des produits

émis lors de l'éruption de 1886 (voire de 1250 BP) du Tungurahua, avec des formes arrondies, des figures de mélange de magmas et une patine beige à rosée marquée (*Le Pennec et al., 2006*). Or, les dépôts de l'éruption de 1886 ne sont préservés que sur les parties basses de l'édifice (< 3000 m a.s.l.), et les rares ponces anciennes présentes dans les dépôts pourraient mettre en évidence l'érosion des murs des ravines, comme nous allons le discuter dans la section suivante. Notons enfin qu'une proportion négligeable de ces ponces pourrait représenter des juvéniles associés à l'éruption d'août 2006, qui forment 0,4 % de la masse totale de la retombée (*Eychenne et al., 2013*).

2.7.B. Caractérisation de l'érosion et impact sur les budgets éruptifs

2.7.B.a Capacité érosive des écoulements

La méthode d'échantillonnage radiale des dépôts mise en place pour la ravine de Juive Grande (Nord de l'édifice) permet de quantifier les proportions de matériaux non-juvéniles en fonction de la distance à l'évent. Ces proportions sont comprises entre 30-40 wt. % dans les échantillons proximaux (vers \approx 3500 m a.s.l.) et 40-50 wt. % dans les échantillons distaux (vers \approx 1800 m a.s.l.). Ces résultats sont interprétés ici comme la signature de l'érosion associée à la mise en place des écoulements pyroclastiques (rappelons que les proportions de non-juvéniles sont corrigées de l'érosion du conduit, voir 2.7.B.a). La présence de quantités importantes de non-juvéniles (jusqu'à 40 wt. %) dans les dépôts les plus proximaux indique que la majorité de l'incorporation se fait sur les parties supérieures du volcan (> 3500 m a.s.l.), en amont des processus de sédimentation. La forte diminution de la capacité érosive des écoulements sur la partie intermédiaire et basse du volcan (< 10% du volume total contre 40 % pour la partie haute) ne peut pas être expliquée par des différences de nature du substratum. La base du volcan est en effet majoritairement composée de colluvions, d'alluvions, ou de dépôts pyroclastiques anciens (qui sont des matériaux facilement érodables ; *Sparks et al., 1997 ; Ferrucci et al., 2005*). De plus, la distance de parcours entre le cratère et les sites d'échantillonnage proximaux, puis entre les sites proximaux et distaux, sont similaires (3,5 km contre 4 km, voir Fig. 2.1), ce qui implique des temps d'interaction similaires avec le substratum. L'angle moyen de la pente semble être la différence majeure entre le sommet et la base de l'édifice (voir section 1.6.B.b du Chapitre 1 et Fig. 1.17), et pourrait ainsi être le paramètre contrôlant au premier ordre la capacité érosive des écoulements pyroclastiques d'août 2006 du Tungurahua. L'examen du MNT du volcan montre que l'érosion est localisée principalement au niveau du cône supérieur, sur des pentes > 25° - 30° (> 3500 m a.s.l.). L'absence de clastes non-juvéniles soudés à chaud sur des juvéniles, ainsi que la présence de stries dans les chenaux empruntés par les écoulements (largement documentés sur d'autres édifices, voir 1.2.C.a) semblent démontrer un rôle limité de l'érosion par impact des fragments issus de la fontaine de lave (composante d'érosion « verticale »), et un rôle

prépondérant de l'érosion pendant la mise en place des écoulements (érosion « horizontale »). Une érosion par impacts ne pourrait, de plus, être à l'œuvre que pour les premiers écoulements produits, avant que son action ne soit inhibée par la couche d'agglutinats juvéniles déposés par la fontaine.

La faible érosion (≈ 9 wt. % d'incorporation) qui a lieu sur la partie basse de l'édifice malgré des pentes $< 25^\circ - 30^\circ$ peut être expliquée par: 1) la présence de pentes localement plus importantes au niveau de la base du volcan, comme par exemple sur des ressauts topographiques (voir par ex. les vasques de la Fig. 1.11), ou des barres laviques (Fig. 2.48) ou 2) un entrainement de matière au niveau des murs des ravines, généralement peu consolidés et sub-verticaux. Ces murs sont donc susceptibles d'être facilement remobilisés lors d'éboulements et/ou de frictions liées au passage des écoulements. La pression dynamique des écoulements pourrait aussi jouer un rôle non-négligeable dans l'incorporation tardive de matériel, notamment (ex : *Valentine, 1998 ; Gurioli et al., 2002 ; Spence et al., 2004*). Ces mécanismes secondaires d'incorporation pourraient expliquer la présence dans les dépôts de fragments anthropiques (tuiles, parpaings, etc) et des ponces anciennes de l'éruption de 1886, caractéristiques de la base du volcan (Fig. 2.49).

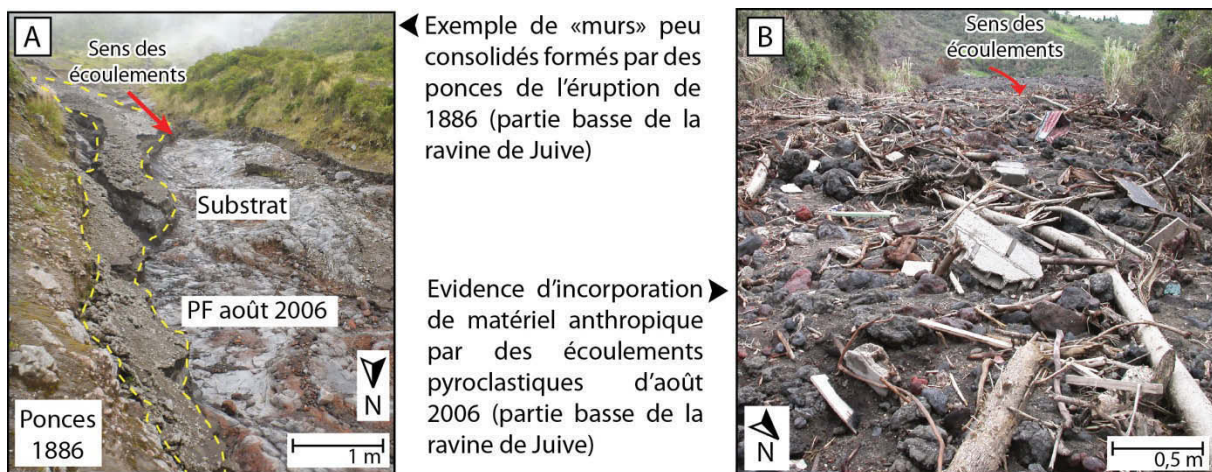


Fig. 2. 49 : Photos de terrain mettant en évidence divers mécanismes d'incorporation discutés dans le texte. **(A)** Photo de l'auteur en mars 2012, « PF » désigne les dépôts d'écoulements pyroclastiques (en pointillés jaunes). **(B)** Photo de J.-L. Le Penneec en septembre 2006.

En dépit des phénomènes discutés et illustrés ci-dessus, nos résultats montrent que la grande majorité de l'incorporation se produit sur la partie haute du volcan (≈ 40 wt. % contre ≈ 9 % sur la partie basse). Cette conclusion implique que l'érosion est spatialement et temporellement découplée des processus de sédimentation des écoulements. Ainsi, même si les dépôts n'enregistrent que les mécanismes à l'œuvre au sein de la couche-limite des écoulements (ex : *Branney et Kokelaar, 2002 ; Sulpizio et Delino, 2008 ; voir Chapitre 1*), la signature de l'érosion y est néanmoins intégralement préservée, car elle se produit en amont. Le pouvoir érosif des écoulements peut donc bien être estimé à partir de l'étude de leurs dépôts.

2.7.B.b Bilans de matière et influence de l'érosion

Dans le cas d'écoulements pyroclastiques de volume modeste comme ceux étudiés ici, nos données montrent que près de 40 à 50 % de la masse totale des dépôts d'écoulements pyroclastiques est issue de l'incorporation de matériel non-juvénile, ce qui a un impact majeur sur les bilans de matière associés. Des erreurs importantes peuvent ainsi être commises si l'on considère que l'ensemble des dépôts sont d'origine juvénile, à la fois à court terme pour le calcul de la taille des éruptions ou à long terme pour analyser la croissance des édifices.

Le paroxysme d'août 2006 du Tungurahua est un événement bien étudié, et des budgets de matière précis sont disponibles pour les dépôts de retombées de téphra (Eychenne et al., 2012), de déferlantes pyroclastiques (Hall et al., 2013), et pour la coulée de lave (J.-L. Le Pennec, com. pers. ; Hall et al., 2013). Cette thèse vient donc compléter ces données tout en déterminant les quantités de juvéniles présents dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques. Hall et al. (2013) présentent en effet des volumes pour les PDCs de 2006, mais sans préciser la méthode, ni l'incertitude, et avec une prise en compte peu claire de la composition lithologique complexe des produits. La masse des dépôts de déferlantes pyroclastiques a été calculée à partir de compositions lithologiques équivalentes à celle des dépôts d'écoulements pyroclastiques dont elles sont issues. Le volume de la coulée de lave a été calculée à partir de relevés de terrain précis effectués par J-L Le Pennec et A. Vallée dans les jours qui ont suivis l'éruption, et sa masse estimée en utilisant une densité moyenne de 2,7. Afin d'avoir un bilan de matière complet, il est nécessaire de prendre aussi en compte la masse des balistiques accumulées autour du cratère pendant l'éruption, comme le notent Le Pennec et al. (2012). L'étendue latérale des projections sur le cône supérieur a été estimée à partir des images thermiques de l'IG-EPN (voir Fig. 1.18). Leur masse a été calculée en faisant l'hypothèse 1) d'une épaisseur moyenne de 3 à 4 m, 2) d'une masse volumique de 2000 kg.m³ (intermédiaire entre celle des bombes scoriacées et de juvéniles denses) et 3) d'une porosité inter-granulaire de 15 %. La figure 2.50 présente la répartition du volume et de la masse des différents types de dépôts associés au paroxysme d'août 2006 du Tungurahua, et couvre la totalité des produits émis.

Ces résultats montrent que la masse totale des dépôts de PDCs (i.e. écoulements et déferlantes confondues) est supérieure à la masse du dépôt de retombées (respectivement $59 \pm 10 \cdot 10^9$ kg contre $45 \pm 9 \cdot 10^9$ kg, Fig. 2.50). Ces deux genres de produits (PDCs + retombées) renferment près de 73 % de la masse totale (brute ou « bulk ») des dépôts, et dominent ainsi largement les budgets éruptifs (Fig. 2.50). Cependant, lorsque l'on s'intéresse seulement aux fractions juvéniles, la contribution des PDCs est nettement plus faible que celle du dépôt de retombée, qui est beaucoup plus riche en matériel frais (98 wt. % de juvéniles contre 50 wt. % pour les PDCs, Fig. 2.50). Les bilans en masse de juvéniles sont ainsi de 43 wt. % pour la retombée de téphras, 29 wt. % pour les PDCs

(21 wt. % pour les dépôts d'écoulements et 8 wt. % pour les dépôts de déferlantes), 19 wt. % pour la coulée de lave et 9 wt. % pour les produits balistiques. Le volume de balistiques mis en place au cours de l'éruption de 2006 est proche de celui calculé pour l'éruption de 2001 par *Le Pennec et al. (2012)*. L'influence de ces matériaux sur les bilans de matière est cependant moins important en 2006 (9 wt. %) qu'en 2001, où ils représentent de l'ordre de 50% de la masse totale de l'éruption (*Le Pennec et al., 2012*). La taille plus importante de la retombée de 2006 par rapport à celle de 2001, ainsi que la présence de PDCs en 2006 (absents en 2001) diminue la contribution des balistiques dans les budgets de matière totaux.

Type de dépôt	Volumes (10^6 m^3)		Masses (10^9 kg)			Source	
	Totaux	\pm	Totales	\pm	Juveniles %		
Écoulements Pyro.	23,5	5,6	41,7	9,9	21,0	20,8	Cette étude
Déferlantes Pyro.	11,9	?	17,2 (*)	?	8,6 (*)	8,5	<i>Hall et al. (2013)</i>
<i>Total PDCs</i>	35,4	?	58,9	?	29,6	29,3	Cette étude
Retombées	49,5	7,5	44,8	9,3	43,9	43,3	<i>Eychenne et al., (2013)</i>
Coulée de lave (**)	7,0	2,0	18,9	5,4	18,9	18,7	Le Pennec, com. pers.
Balistiques	5,3	0,8	9,0 (*)	1,3	8,9 (*)	8,7	Cette étude
Totaux	97,2	15,9	131,6	25,9	101,2		
	$0,1 \text{ km}^3$		$0,13 \cdot 10^9 \text{ t}$		$0,10 \cdot 10^9 \text{ t}$		

Bilan de matière de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua : répartition en masse des produits juvéniles entre les différents types de produits émis

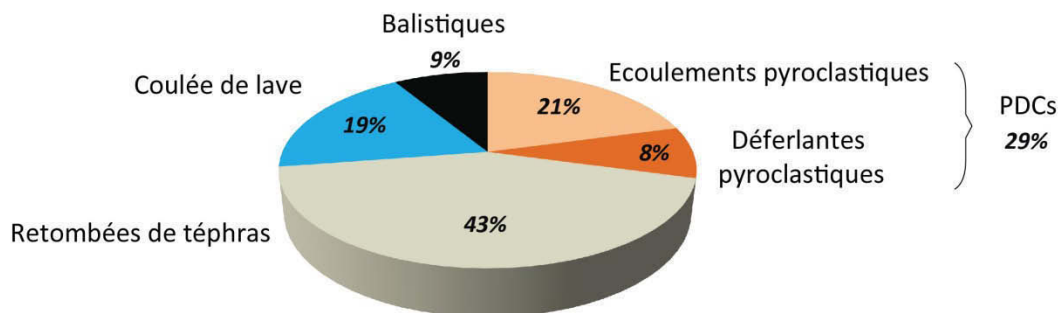


Fig. 2.50 : Bilan de matière global de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua en volumes (non corrigés = « bulk »), et en masses corrigées de la porosité inter-granulaire. Les proportions en masse des composants juvéniles sont aussi indiquées, ainsi que la répartition de la masse entre les différents types de produits (en %). (*) Voir dans le texte pour la méthode de calcul des bilans de masse. (**) Le volume de la coulée de lave a été déduit des bilans de matière pour calculer le VEI, l'intensité et la magnitude de l'éruption.

L'ensemble des études menées sur le paroxysme d'août 2006 du Tungurahua permettent de comparer différentes méthodes de détermination de la taille des éruptions (Fig. 2.51). *Fee et al (2010)* et *Steffke et al (2010)* ont attribué un VEI 4 à l'éruption en se basant sur l'estimation de la hauteur de la colonne éruptive sur des images satellites (24 km a.s.l. maximum). *Eychenne et al. (2012 ; 2013)* utilisent une méthode sol pour déterminer le volume et la masse des dépôts de

retombée et en déduire la taille de l'éruption (VEI, Magnitude et Intensité). En considérant que celle-ci dure environ 6h (Kelfoun et al., 2009 ; Eychenne et al., 2013 ; Hall et al., 2013), les bilans en masse permettent en effet de calculer la magnitude M (avec $M = \log(m) - 7$; Pyle, 2000) et l'intensité I (avec $I = \log(Dm) + 3$, où Dm est le débit éruptif massique ; Pyle, 2000) globale du paroxysme d'août 2006 (Fig. 2.51).

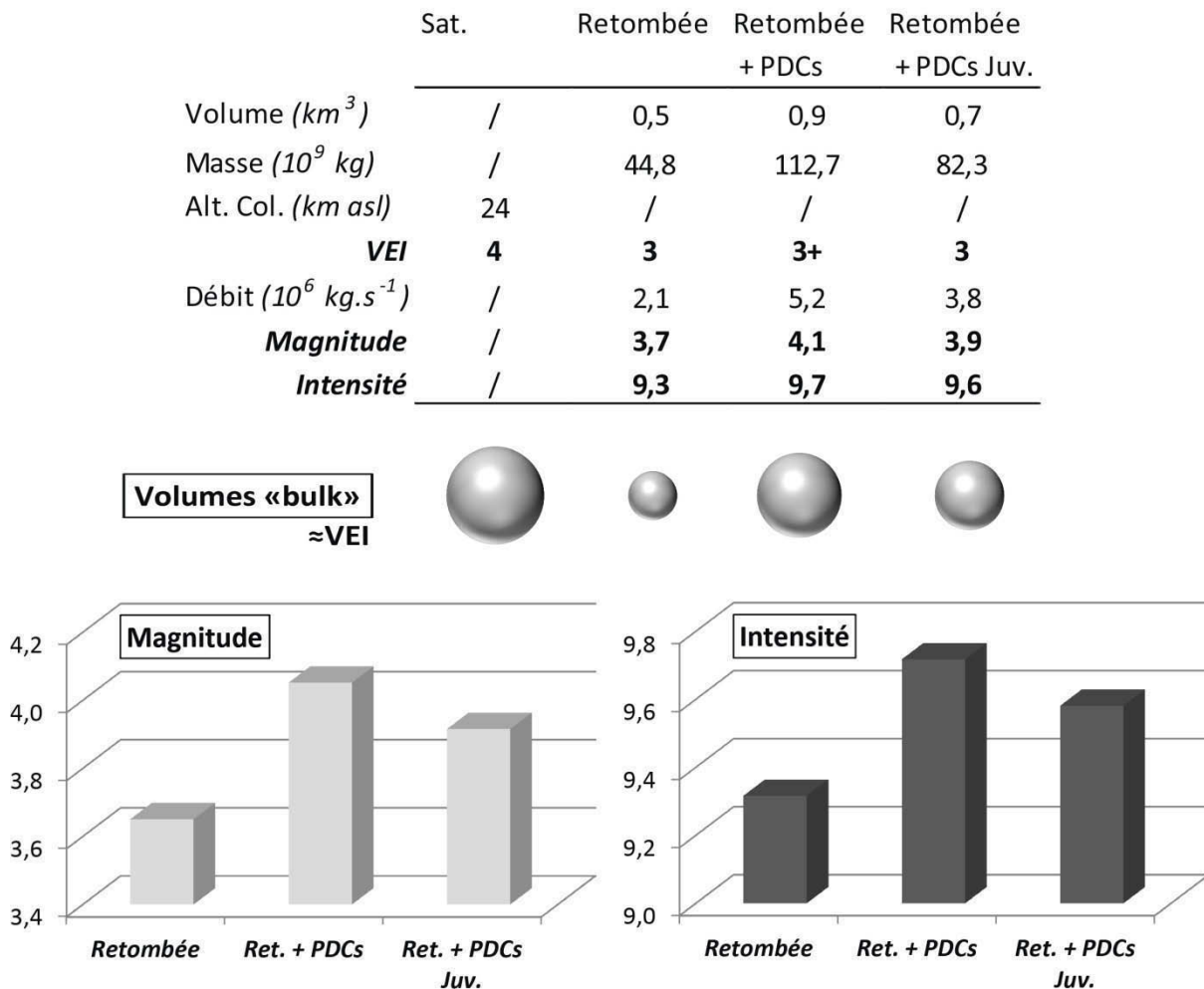


Fig. 2. 51 : Comparaisons de différentes méthodes de détermination de la taille du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua. La méthode « Sat. » désigne l'estimation du VEI à partir de la hauteur maximale de la colonne éruptive à partir d'images satellitaires (Fee et al., 2010 ; Steffke et al., 2010). Les autres méthodes se basent sur des mesures « sol » du volume ou de la masse des produits pyroclastiques (la participation de la coulée de lave a été soustraite), en prenant en compte 1) uniquement le dépôt de retombées (Eychenne et al., 2012 ; 2013), 2) le dépôt de retombées et les dépôts de PDCs totaux (i.e. non-corrigés des non-juvéniles) ou 3) le dépôt de retombées et les dépôts de PDCs corrigés des juvéniles.

Les résultats obtenus dans cette thèse permettent d'ajouter la contribution du volume et la masse des dépôts de PDCs (i.e. écoulements et déferlantes pyroclastiques) dans les bilans éruptifs. La participation du matériel juvénile a aussi été isolée (Fig. 2.51). Ces comparaisons montrent que la

méthode satellitaire (Fee et al., 2010 ; Steffke et al., 2010) attribue une taille plus importante à l'éruption (VEI 4) que les données « sol » (VEI 3), comme discuté par Eychenne et al. (2013). Les variations importantes de la stratification de l'atmosphère autour du globe (par exemple entre l'équateur et les pôles) peuvent avoir des répercussions directe sur la hauteur maximale atteinte par la colonne (ex : Wilson et Walker, 1987 ; Carazzo et al., 2008 ; Petersen et al., 2012), ce qui peut expliquer les différences observées entre les méthodes « satellitaires » et « sol ». Cette conclusion pose donc la question de la détermination de la taille de l'éruption à partir du seul paramètre de hauteur de colonne.

Les méthodes « sol » montrent que le VEI du paroxysme de 2006 est de 3, que sa Magnitude est de ≈ 4 et son Intensité de $\approx 9-10$, ce qui est comparable à des éruptions telles que celle du Mont Spurr en Alaska ($M = 3,6$ et $I = 9,4$, McGimsey et al., 2001). Dans le détail, la magnitude passe de 3,7 à 4,1 et l'intensité de 9,3 à 9,6 selon que l'on considère seulement les dépôts de retombée ou l'ensemble des dépôts pyroclastiques (Fig. 3.51). Ces résultats soulignent que l'on ne peut pas se contenter d'estimer la taille d'une éruption où des écoulements pyroclastiques se sont mis en place seulement à partir des dépôts de retombées, et/ou qu'il est nécessaire de développer des moyens de correction. La répartition de la masse entre les différents types de produits pyroclastiques peut modifier le ratio des dépôts de retombée de téphras vs. PDCs, et donc changer l'estimation de la taille d'une éruption. Le VEI, basé sur des volumes bruts de matière semble être le paramètre le plus sensible à ces variations (Fig. 3.51). La magnitude et l'intensité semblent être des paramètres moins sensibles, ce qui suggère que l'estimation de la taille des éruptions devrait être principalement basée sur la masse des produits émis, comme recommandé par Eychenne et al., (2013).

2.7.B.c Patron d'érosion des écoulements pyroclastiques

Le terme « patron d'érosion » désigne ici les caractéristiques principales de la localisation et de l'intensité de l'érosion provoquées par la mise en place des écoulements pyroclastiques. Dans le cas des écoulements de volume modeste mis en place au cours du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua, ces caractéristiques sont : 1) une érosion limitée aux pentes fortes de l'édifice ($> 25-30^\circ$), c'est-à-dire principalement sur le cône supérieur et la partie haute du cône intermédiaire du volcan (voir par exemple Fig. 1.17), et 2) un fort taux d'incorporation, se traduisant par un gain de masse de l'ordre de $\approx 40-50$ wt. % en moyenne au cours de la mise en place des écoulements. Nos résultats montrent que l'érosion sur la partie basse de l'édifice est mineure, et sans doute due en partie à des interactions complexes avec les murs des ravines. Le rôle des confluences entre ravines sur la capacité érosive des écoulements semble ici limité car la probabilité pour que deux écoulements issus de ravines distinctes arrivent simultanément à une confluence est faible.

Ces résultats sont en accord avec de nombreuses études de terrain rapportant que les structures érosives liées au passage des écoulements pyroclastiques sont principalement présentes dans les zones hautes des édifices (*Boudon et al., 1993 ; Sparks et al., 1997 ; Saucedo et al., 2004 ; Cole et al., 2005 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 ; Cronin et al., 2013*), ainsi qu'avec des études expérimentales qui pointent le rôle-clé de la pente dans les processus d'érosion (*Hungr and Evans, 2004 ; Mangeney et al., 2010 ; Farin et al., 2014*). Des quantités de matériel incorporé similaires (35-46 wt. %) ont aussi été estimées dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques scoriacés du Colima (Mexique, *Saucedo et al., 2004*) ainsi que pour des écoulements à cendre-et-blocs du Merapi (20 wt. % d'incorporation, *Charbonnier et Gertisser, 2011*). Des proportions de non-juvéniles de 75 vol. % ont même été déterminées sur des dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption Plinienne de 1913 du Volcán de Colima (Mexique, *Saucedo et al., 2010*). Des quantités de matériel incorporé supérieures à 50 wt. % ont aussi été mesurées dans d'autres contextes géologiques (éboulements de roches humides et avalanches de neige, *Hungr et Evans, 2004 ; Hungr et al., 2005 ; Sovilla et al., 2006*), ainsi que lors d'expériences analogiques d'entraînement de matériaux granulaire (*Mangeney et al., 2010 ; Farin et al., 2014*). Une augmentation locale de la capacité érosive des écoulements dans la partie basse de l'édifice liée à des variations topographiques à petite échelle, comme celle observée au Tungurahua, a aussi été rapportée par *Cole et al. (2005)*. Les mécanismes d'érosion responsables du patron d'érosion mis en évidence ici (i.e. dépendant de la pente) semblent donc pouvoir se généraliser à un grand nombre d'écoulements pyroclastiques de volume modeste et/ou d'écoulements granulaires en général.

Ce comportement ne semble cependant pas pouvoir être extrapolé à l'ensemble des PDCs, comme le suggèrent les travaux récents de *Roche et al. (2013a)*, qui mettent en évidence le rôle-clé de la pression de pore dans les mécanismes d'érosion associés aux écoulements cendro-ponceux fluidisés (type ignimbrites), et possédant une granulométrie plus fine que celle du matériel érodé. Ces expériences pourraient expliquer l'entraînement de matériel par des PDCs sur des surfaces horizontales (*Le Pennec et al., 1994 ; Brand et al., 2014*). Des observations de terrain existent néanmoins en faveur d'une incorporation proximale préférentielle dans des dépôts ignimbritiques (*Buech, 1992 ; Giordano, 1998*), et le rôle de la pente semble aussi y être important pour les processus d'érosion.

2.7.C. Apports des distributions granulométriques déconvoluées

Les distributions granulométriques totales des dépôts mises en évidence dans cette étude sont toutes polymodales, ce qui semble être une propriété générale des dépôts d'écoulements pyroclastiques de volumes modestes, quel que soit leur mécanisme de genèse (ex : Arenal, *Alvarado et Soto, 2002 ; Ngauruhoe, Lube et al., 2007 ; Colima, Saucedo et al., 2004 ; Sarocchi et al., 2011 ;*

Merapi, Charbonnier et Gertisser, 2011). Il semble ainsi indispensable de déconvoluer ces distributions globales afin d'extraire des dépôts les informations enregistrées par les différentes sous-populations granulométriques, ce qui n'a que rarement été effectué (Sarocchi et al., 2011). La quantité importante de données concernant le paroxysme d'août 2006 du Tungurahua permet de comparer pour la première fois les caractéristiques granulométriques de l'ensemble des produits pyroclastiques émis au cours d'une même éruption, et d'explorer ainsi leurs relations génétiques (Fig. 2.52).

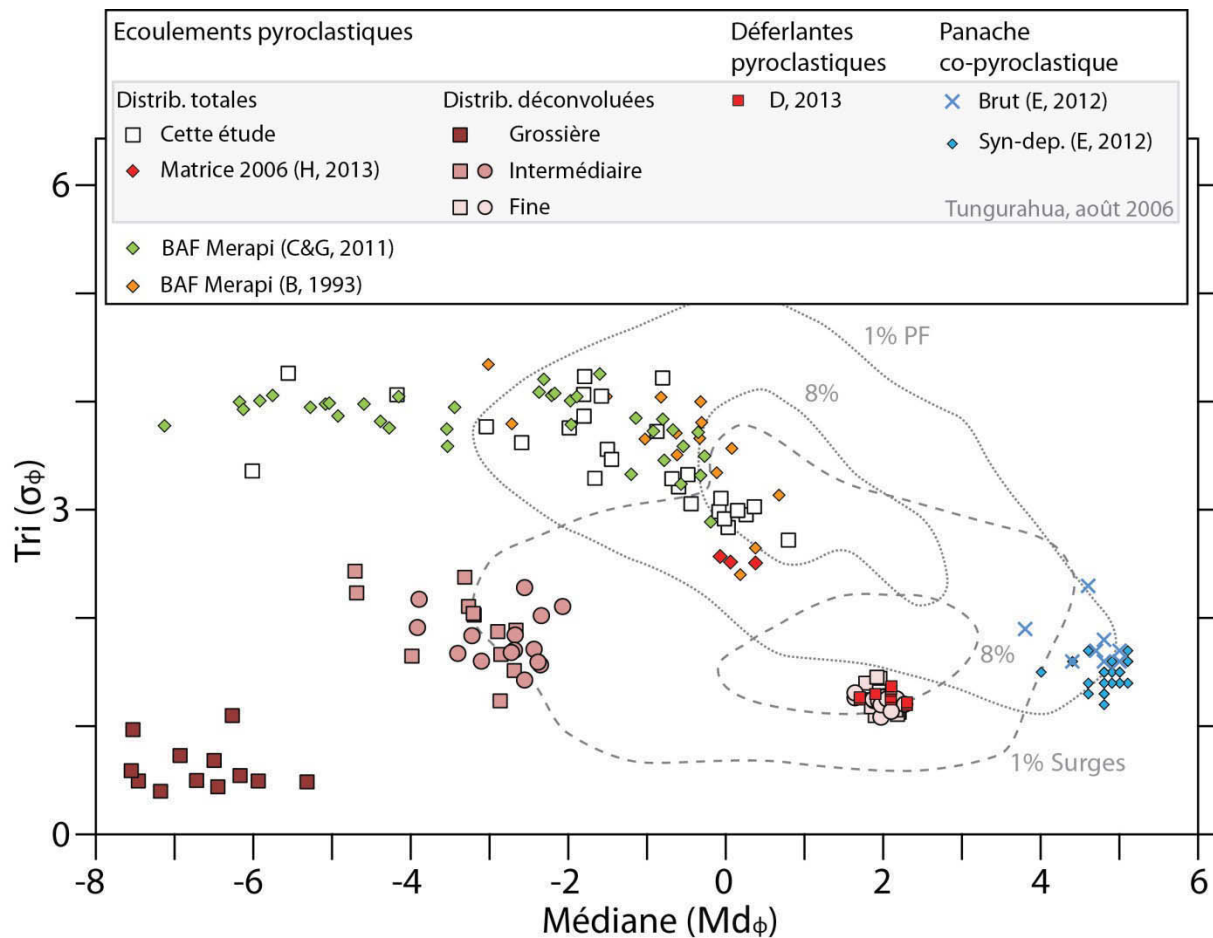


Fig. 2.52 : Tri σ_ϕ en fonction de la médiane Md_ϕ des distributions granulométriques totales et déconvoluées des échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua comparées aux différents produits émis au cours de la même éruption (dépôts de panache co-pyroclastique, Eychenne et al., 2012 = E, 2012 ; déferlantes pyroclastiques, Douillet et al., 2013a = D, 2013 ; matrice des écoulements, Hall et al., 2013 = H, 2013) et à d'autres dépôts d'écoulements pyroclastiques à cendre et blocs du Mérapu (Boudon et al., 1993 = B, 1993 ; Charbonnier et Gertisser, 2011 = C&G, 2011). Les sous-populations granulométriques grossières, intermédiaires et fines sont celles identifiées dans la section 2.6.B de ce mémoire. Les données du dépôt du panache co-pyroclastique concernent à la fois celles attribuées directement à ce dernier (« brut ») ainsi que celles issues de la population granulométrique fine présente dans les dépôts de retombées de téphras, c'est-à-dire syn-déposition (« Syn-dep. », voir Eychenne et al., 2012).

Nos résultats montrent que le tri σ_ϕ des distributions granulométriques totales (i.e. non déconvoluées) de l'ensemble des échantillons forme un plateau à partir d'une médiane d'environ -3ϕ , et s'étend vers les grossiers (Fig. 2.52). Ce plateau semble être caractéristique de certains autres dépôts d'écoulements pyroclastiques de volume modeste, bien que le nombre d'étude disponible où la fraction grossière des dépôts a été prise en compte est très limité (Fig. 2.52). L'effet de plateau pourrait être dû à la difficulté de prendre en compte les fragments les plus grossiers (1 m ou plus) des dépôts, qui ne sont présents qu'en très petit nombre (< 5 individus) au niveau des affleurements, et donc peu pris en compte dans les analyses. Ce possible biais d'analyse semble cependant limité, car le plateau apparaît dans des gammes de taille (-3ϕ , ou 8 mm), pour lesquelles la représentativité de l'échantillonnage est bonne. La valeur maximale de tri définie par le plateau semble ainsi avoir une signification en termes de processus globaux, et pourrait indiquer une taille de transportabilité maximale des clastes au sein des écoulements de volume modeste. Le seul moyen pour obtenir un tri constant (autour de 4,5, Fig. 2.52) tout en conservant les fines, comme c'est le cas ici, est en effet de limiter la taille des fragments grossiers transportés.

La tendance générale des données obtenues à partir d'études granulométriques prenant en compte l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts pose la question de la définition des champs de Walker (1981 ; 1983), basés sur une partie tronquée (limitée à la fraction tamisable des dépôts) et non-déconvoluée des distributions granulométriques (Fig. 2.52). Les quelques données granulométriques de Hall et al. (2013), portant uniquement sur la matrice des dépôts d'écoulements pyroclastiques denses d'août 2006 du Tungurahua, ne rendent par exemple pas compte de la grande variabilité des distributions granulométriques totales obtenues (Fig. 2.52). La prise en compte systématique de l'ensemble de la gamme granulométrique des dépôts permettrait une meilleure définition du champ des dépôts d'écoulements pyroclastiques, ainsi qu'une meilleure individualisation de ce champ par rapport aux dépôts de déferlante.

Nos résultats granulométriques déconvolués mettent en évidence l'existence de trois sous-populations distinctes. La taille importante des clastes formant la sous-population grossière (médiane à -7ϕ) suggère que ceux-ci sont affectés par des mécanismes de tamisage et/ou de tri cinétique au cours de leur mise en place (Vallance et Savage, 2000 ; Le Roux, 2003 ; Choux et al., 2004 ; voir section 2.7.D.a pour une discussion complète). De plus, nos observations de terrain (ex : Fig. 2.48) montrent que le comportement des clastes les plus grossiers peut être découplé de celui de l'écoulement principal pendant la mise en place. Un déplacement individuel par saltation et/ou rotation peut alors être invoqué, ce qui semble être corroboré par une vidéo exceptionnelle montrant la mise en place d'écoulements pyroclastiques du Merapi (YouTube, 2014) et sur laquelle il est possible de voir des clastes grossiers se mettre en place par saltation au front des écoulements.

La figure 2.52 montre que la sous-population fine des dépôts d'écoulements pyroclastiques possède les mêmes caractéristiques granulométriques que les dépôts de déferlantes pyroclastiques, ce qui souligne le lien génétique entre ces deux phénomènes. La présence de cette population granulométrique fine dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques, même après les transferts importants de matière vers les déferlantes (*Douillet et al., 2013a*) implique la présence permanente et continue dans l'écoulement dense d'une population de grains mobilisable par les déferlantes. Cette disponibilité permanente d'une population granulométrique donnée peut s'expliquer par 1) la production en continu de matériel fin au sein de l'écoulement (par abrasion ou friction ; voir section 2.7.D.a), 2) sa présence à la source, et sa préservation tout au long de la mise en place de l'écoulement principal malgré les transferts de matières ou 3) la sédimentation de particules du panache éruptif directement dans l'écoulement au cours de sa mise en place (la contribution de ce mécanisme est cependant sans doute faible). Notre étude pose aussi la question de la signification de cette taille limite mise en évidence par les déconvolutions et qui semble être préférentiellement affectée par les transferts de matière vers les déferlantes.

Enfin, les données de *Eychenne et al. (2012)* permettent de corréliser la granulométrie des dépôts de panaches co-pyroclastiques à celles des dépôts de l'écoulement dense principal et des déferlantes associées. La figure 2.52 indique que ces produits s'alignent avec les sous-populations fines des dépôts de l'écoulement principal, ainsi qu'avec la population des dépôts de déferlantes, ce qui traduit le lien granulométrique et génétique entre ces trois types de produits. La population granulométrique présente dans les panaches co-pyroclastiques semble donc être extraite à la fois des écoulements et des déferlantes, mais seules des études complémentaires permettront d'examiner cette question.

2.7.D. Influence de la lithologie sur les mécanismes de mise en place des écoulements

Afin de mieux comprendre les processus à l'œuvre lors de la mise en place et la sédimentation des PDCs, il est important de faire la différence entre les effets locaux enregistrés par les dépôts des effets à grande échelle responsables de la ségrégation, du transport, et du dépôt des particules depuis la source vers le site échantillonné (*Taddeucci et Palladino, 2002*). De nombreuses études ont mis en évidence que les variations radiales de faciès des dépôts permettent d'appréhender les processus régionaux (ex : *Wohletz and Sheridan 1979; Walker and Wilson 1983; Sohn and Chough 1989; Palladino et Valentine, 1995; Giordano, 1998; Taddeucci et Palladino, 2002; Saucedo et al., 2004; Cole et al., 2005; Lube et al., 2007; Charbonnier et Gertisser, 2011; Manga et al., 2011*). L'ensemble des résultats texturaux obtenus lors de l'échantillonnage radial des

dépôts contenus dans la ravine de Juive Grande (au Nord-Ouest de l'édifice, voir Fig. 2.1) sont présentés de manière synthétique sur la figure 2.53 ci-dessous.

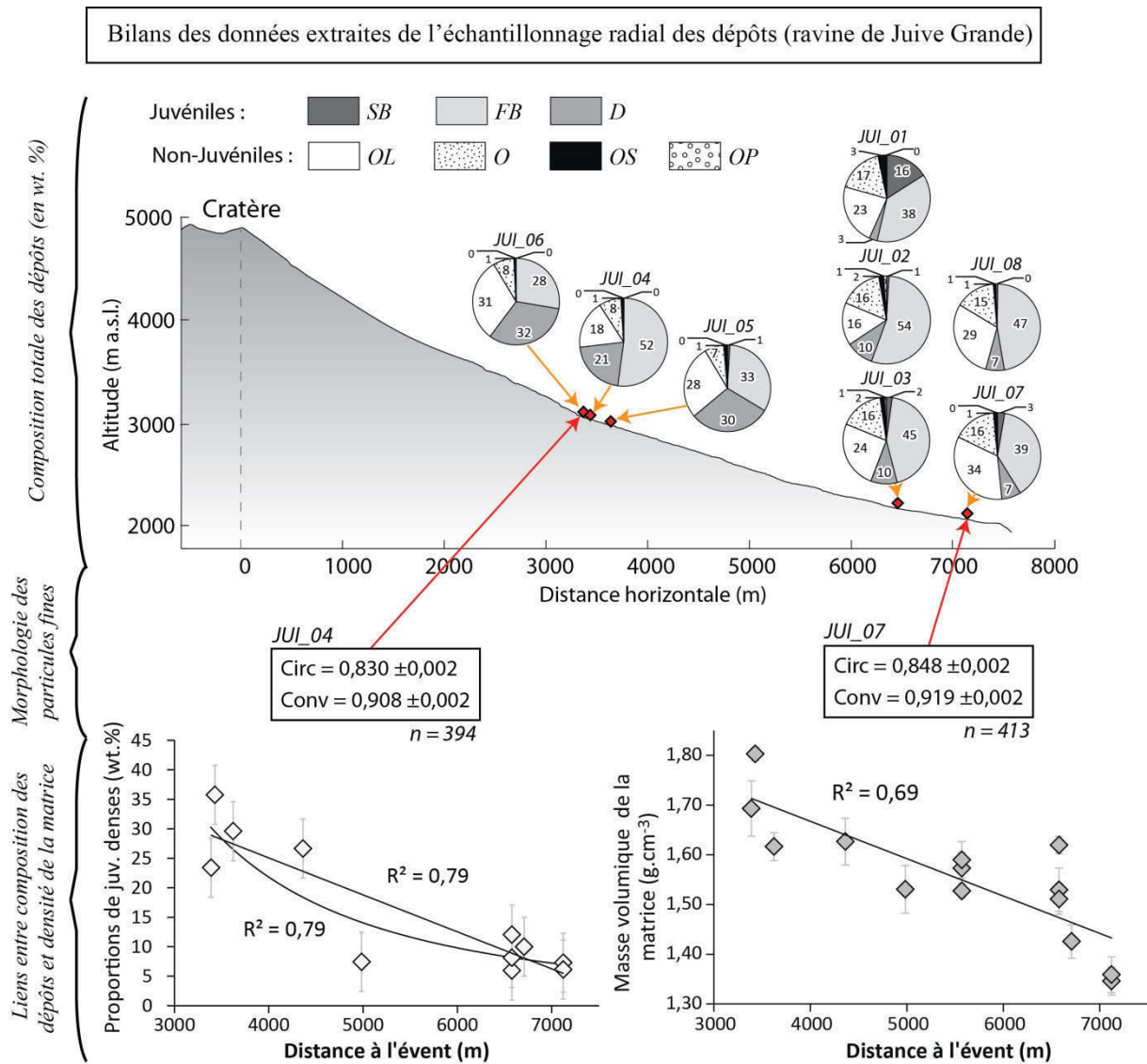


Fig. 2.53 : Bilan des données de compositions lithologiques, granulométriques, morphologiques et de densité acquises sur les échantillons de la ravine de Juive Grande (Nord du volcan). SB = Bombes scoriacées, FB = Fragments de bombes, D = Juvéniles denses, OL = Laves anciennes, O = Clastes oxydés, OS = Scories noires anciennes et OP = Ponces anciennes. n = nombre de clastes analysés.

2.7.D.a Ségrégation radiale par densité

Nos résultats montrent que la densité de la matrice des dépôts d'écoulements pyroclastiques diminue en fonction de la distance de transport, et passe de $1,80 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ dans les échantillons proximaux à $1,35 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ dans les échantillons distaux (Fig. 2.53). L'utilisation d'une densité moyenne lors des conversions volumes-masses des dépôts semble donc peu adaptée à ce type de produits, ou

doit être effectuée après une étude radiale exhaustive de la densité des dépôts afin d'estimer sa gamme de variation.

La ségrégation des particules au cours de leur transport dépend d'un ensemble complexe de mécanismes pouvant opérer simultanément (*Sparks, 1976 ; Savage et Lun, 1998 ; Vallance et Savage, 2000 ; Le Roux, 2003 ; Choux et al., 2004 ; Mitani et al., 2004 ; Johanson et al., 2005 ; Lube et al., 2007*). Nos résultats lithologiques comparés aux mesures de densité montrent que la masse volumique de la matrice est négativement corrélée à la proportion du constituant « juvéniles denses » présent dans les dépôts (Fig. 2.53). La sédimentation préférentielle des juvéniles denses en fonction de la distance à l'événement (Fig. 2.53) met en évidence une ségrégation dynamique des clastes en fonction de leur densité. Un tel mécanisme avait déjà été évoqué dans des études portant sur des écoulements pyroclastiques similaires à ceux étudiés ici (ex : *Lube et al., 2007*), mais les bilans de matière haute résolution déterminés dans cette thèse permettent de démontrer et de quantifier ce phénomène. Cette ségrégation s'explique par une vitesse de sédimentation accrue des particules les plus denses par rapport aux particules les plus légères, à distance de transport égale (*Savage et Lun, 1998 ; Choux et al., 2004*). Ce gradient de vitesse entraîne un « filtrage sélectif » au niveau de la couche-limite de sédimentation des écoulements (*Branney et Kokelaar, 2002*). La taille des particules a aussi un impact sur leur mode de sédimentation : à densité égale, la différence de vitesse de sédimentation des particules confère aux clastes grossiers une « flottabilité apparente » plus importante que les particules fines, ce qui leur permet d'être transportés plus loin (*Branney et Kokelaar, 2002 ; Choux et al., 2004*). Cette flottabilité apparente plus importante des clastes grossiers peut expliquer pourquoi les laves anciennes, qui ont une densité équivalente à celle des juvéniles denses, ne semblent pas affectées par les phénomènes de ségrégation : ces constituants sont en moyenne plus gros que les juvéniles denses, comme le montrent nos résultats (voir Fig. 2.34). La flottabilité apparente plus importante des laves anciennes par rapport à celle des juvéniles denses (plus petits), se traduit par un transport plus long et une répartition plus homogène des laves sur l'ensemble du trajet de l'écoulement. La ségrégation verticale des clastes les plus gros (i.e. vers la surface libre de l'écoulement) explique aussi le grano-classement inverse observé au sein de nombreux dépôts d'écoulements pyroclastiques (ex : *Sohn et Chough, 1993 ; Vallance, 1993 ; Lube et al., 2007*), et bien visible dans certaines unités des dépôts de 2006 du Tungurahua (ex : voir Fig. 2.6 et *Annexe 2*).

Les mécanismes de ségrégation mis en évidence ici modifient l'état physique de l'écoulement au cours de sa mise en place, notamment à travers une diminution de sa masse volumique. Il serait donc important de proposer une loi mathématique capable de rendre compte de ces variations, afin de les intégrer dans les modèles numériques d'écoulements pyroclastiques (qui considèrent

actuellement une densité constante, ex : *Kelfoun et Druitt, 2005 ; Patra et al., 2005*). Nos données ne permettent malheureusement pas de proposer une telle loi mathématique car différentes fonctions mathématiques (linéaire, loi puissance, etc.) sont susceptibles de reproduire les données avec des coefficients de régression de valeurs similaires.

2.7.D.b *Sédimentation des clastes*

- **Mécanismes particuliers de dépôt**

Nos résultats montrent que les dépôts situés directement au débouché des ravines sont enrichis en fragments grossiers de laves anciennes par rapport au reste des deltas pyroclastiques (voir par exemple Figs. 2.28 et 2.34), ce qui reflète un changement net des conditions de sédimentation des écoulements lors de leur arrivée dans le cours des rivières qui drainent le pied du Tungurahua (voir Figs. 2.1 et 2.18). Ce passage rapide d'un régime dominé par le transport (i.e. par les forces motrices) à un régime dominé par la sédimentation peut s'expliquer par la présence d'une rupture de pente nette entre le débouché de la ravine et le lit des rivières (ex : *Giordano et Dobran, 1994 ; Giordano, 1998 ; Saucedo et al., 2004 ; Cole et al., 2005*). Une plus forte agitation granulaire de l'écoulement suite à son interaction avec les falaises de roches métamorphiques toutes proches et/ou du cours des rivières, pourrait aussi provoquer cette sédimentation préférentielle des clastes les plus grossiers par augmentation de la turbulence des écoulements comme cela semble être par exemple le cas lorsque ces derniers interagissent avec des bâtiments (*Gurioli et al., 2002*). Des interférences entre les écoulements et le relief ont déjà été évoquées pour expliquer la séparation de déferlantes et/ou d'augmenter la production de fines (*Hobblit, 1986 ; Yamamoto et al., 1993 ; Bourdier et Abdurachman, 2001 ; Schwartzkopf et al., 2007 ; Douillet et al., 2013a*).

La proportion importante de bombes scoriacées dans certains échantillons (jusqu'à 16 wt. % pour l'échantillon JUI_01, Fig. 2.24) s'explique par les mécanismes de ségrégation et de tamisage cinétique évoqués plus haut. La ségrégation verticale des bombes au cours de leur transport (par différence de « flottabilité apparente »), couplée à la vitesse plus importante de la surface de l'écoulement par rapport à sa base, se traduit par une concentration préférentielle des bombes au front de l'écoulement (ex : *Lube et al., 2007*, voir *Annexe 2*). Cet enrichissement en fragments grossiers est susceptible de former une « carapace granulaire » autour de la partie mobile de l'écoulement, et de lui conférer une rhéologie macroscopique particulière (*Kelfoun, 2012*, voir *Chapitre 3*). Dans certains cas, la sédimentation progressive des clastes situés sur les côtés du lobe entraîne la formation de levées latérales, qui consomment progressivement la masse transportée par l'écoulement, conduisant ce dernier à s'arrêter *en masse* (*Hall et al., 2013*). Ce mécanisme de dépôt

semble indiquer l'existence d'un seuil au-dessous duquel l'écoulement n'est plus capable de se déplacer, ce qui donne des indications précieuses sur sa rhéologie (voir Chapitre 3).

- **Taux de sédimentation**

Les données texturales obtenues sur les échantillons de la vallée de Juive Grande montrent que plus 74% des juvéniles denses contenus initialement dans les écoulements se déposent préférentiellement le long des 3,7 km linéaires de parcours entre le point où la sédimentation débute (à 3,4 km du cratère et 3500 m d'altitude) et la base du volcan (à 7,1 km du cratère et 1800 m d'altitude, voir Fig. 2.53). Connaissant la masse totale (en kg) de ce constituant dans les dépôts (tableau 3.6), le nombre, et la vitesse de mise en place des écoulements, il est possible de calculer un taux de sédimentation massique des juvéniles denses au sein de la vallée de Juive.

La vitesse moyenne des écoulements d'août 2006 du Tungurahua a été déduite des données sismiques enregistrées au cours de l'éruption par l'IG-EPN, et est de l'ordre de 30 m.s^{-1} (ou $\approx 100 \text{ km.h}^{-1}$, Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013). Le nombre exact d'unités mises en place dans la ravine de Juive n'est malheureusement pas connu, mais il est au minimum de 3 (d'après les observations de terrain, voir Fig. 2.29), et probablement beaucoup plus élevé (Kelfoun et al., 2009 ; Douillet et al., 2013a ; Hall et al., 2013). En considérant le cas conservatif où 5 unités différentes se sont mises en place dans Juive Grande, et en faisant l'hypothèse que la composition initiale en juvéniles denses des différentes unités est équivalente (ce qui est suggéré par les résultats de la figure 2.53, où les échantillons proximaux possèdent des proportions similaires de ce constituant), le taux de sédimentation S^D des juvéniles denses D entre le haut et le bas de la ravine s'écrit :

$$S^D = \left(\frac{M_{tot}^D}{n_{unit}} \times P_{prox-dist}^D \right) \frac{1}{d_{prox-dist} / v_{moy}} \quad (2.39)$$

avec M_{tot}^D la masse totale de juvéniles denses présents dans les dépôts, n_{unit} le nombre d'unités différentes, $P_{prox-dist}^D$ la proportion de juvéniles denses sédimentés entre le haut et le bas de la ravine, $d_{prox-dist}$ la distance entre les échantillons distaux et proximaux, et v_{moy} la vitesse moyenne des écoulements. Ce calcul consiste à diviser la masse de juvéniles denses déposés par un écoulement donné (terme de droite) par son temps de mise en place (terme de gauche) entre les points d'échantillonnage proximaux et distaux. Ce calcul donne un taux de sédimentation de $1,6.10^6 \text{ kg.s}^{-1}$ de juvéniles ($\approx 9,6.10^4 \text{ t.min}^{-1}$) denses le long des 3,7 km séparant les échantillons proximaux des distaux (figure 2.53). Afin de porter un regard critique sur cette valeur, nous pouvons convertir ce taux de sédimentation massique en m.s^{-1} , qui représente une grandeur plus facile à appréhender. En faisant l'hypothèse de particules sphériques de 10 cm de diamètre et de 2700 kg.m^{-3} de masse

volumique, ainsi qu'une ravine de 50 m de large (ce qui est cohérent avec les données de terrain) et une zone de sédimentation des écoulements de 60 m de long (typique des tailles de lobes mesurées dans les dépôts du Tungurahua, ainsi que d'autres édifices, voir *Lube et al., 2007*), le taux de sédimentation de $1,6 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ calculé équivaut à un taux d'accumulation de $0,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ de produits. Cette valeur implique que l'ensemble des dépôts associés à un écoulement pyroclastique donné sédimente en une dizaine de seconde, ce qui semble compatible avec les observations effectuées au cours de l'éruption. Ce taux de sédimentation est cependant un ordre de grandeur supérieure aux valeurs des rares exemples de la littérature, basé sur la comparaison entre des expériences analogiques et des données de terrains ($0,05 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; *Lube et al., 2007*). Cette majoration est peut-être due à l'hypothèse simpliste faite sur la granulométrie des juvéniles denses, ainsi qu'au nombre d'écoulements mis en place dans la ravine, qui est probablement supérieur à 5 unités à Juive. Des taux de sédimentation de quelques dizaines de $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des pulses se déplaçant à des vitesses de quelques dizaines de $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ sont cependant compatibles avec les grandeurs naturelles attendues, et expliquent mieux l'épaisseur moyenne métrique (1-3m, voir Fig. 2.6 par exemple ou *Annexes 2*) des différentes unités présentes dans les dépôts.

2.7.D.c *Fragmentation et abrasion pendant le transport*

Des travaux récents menés sur des dépôts d'écoulements pyroclastiques de volumes modestes mettent en évidence des résultats contradictoires sur le rôle dynamique des mécanismes de fragmentation. *Manga et al. (2011)* attribuent un rôle important à ces processus en se basant sur l'étude des dépôts des éruptions du 18 mai 1980 du Mont Saint Helens et de 1913 du Lassen Peak (USA) couplées avec des expériences analogiques. *Lube et al. (2007)* concluent quant à eux que les phénomènes de fragmentation/abrasion associés au transport des particules est négligeable, en se basant sur l'étude des dépôts de l'éruption de 1975 du Ngauruhoe (Nouvelle-Zélande). La difficulté à obtenir des données de terrain quantitatives qui reflètent l'état général de l'écoulement (*Taddeucci et Palladino, 2002*), peuvent expliquer en grande partie ces différences d'appréciations. Les analyses texturales quantitatives présentées dans ce mémoire (compilées sur la figure 2.52 ci-dessous) permettent ainsi d'avoir un regard nouveau sur les processus de fragmentation/abrasion. Notons aussi que le rôle de la fragmentation semble aussi être important dans d'autres écoulements granulaires, tels que les avalanches de débris, les glissements de terrain ou les éboulements rocheux (ex : *Davies et Mc Saveney, 2009* ; *Davies et al., 2010* ; *Bowman et al., 2012*).

Les caractéristiques granulométriques des principales populations de constituants montrent que les bombes scoriacées ne sont présentes que dans la sous-population grossière des dépôts (Fig. 2.52A). Or, cette sous-population grossière montre une asymétrie nette vers les fins (voir tableau

2.2), qui peut être interprétée comme étant le témoin de processus de fragmentation, et explique le lien génétique entre les bombes scoriacées et les fragments de bombes discuté plus haut (voir section 2.7.A). De plus, l'indice « SCI » (voir 2.6.A.b) des fragments de bombes est positif dans tous les échantillons (Fig. 2.52B), ce qui souligne leur enrichissement dans les fractions fines.

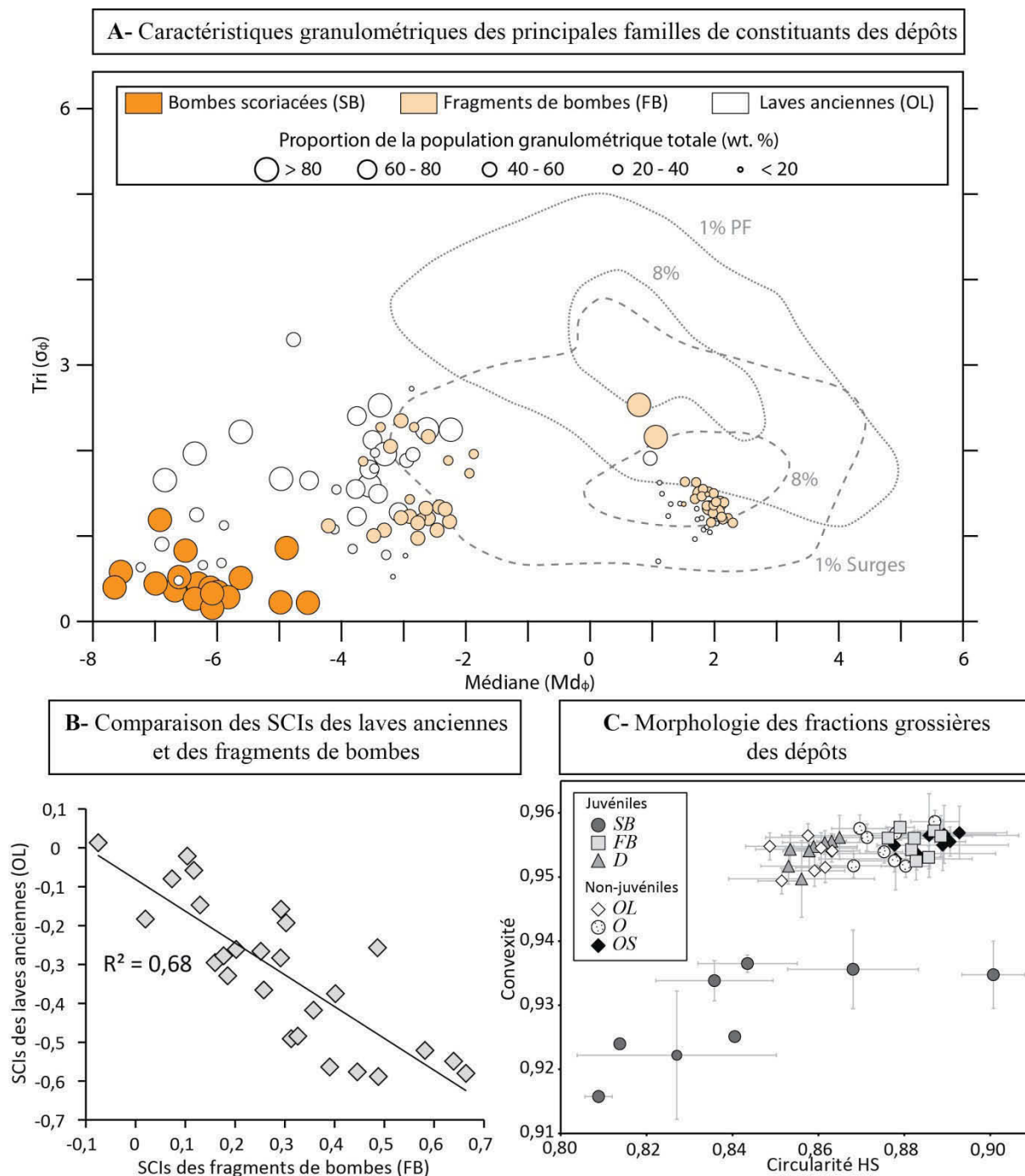


Fig. 2.54 : Bilan des compositions lithologiques des échantillons en fonction de la granulométrie des classes de constituants (A), de leur morphologie (C), ainsi que SCIs des laves anciennes en fonction des fragments de bombes (B ; voir aussi figures 2.27, 2.35 et 2.36). Les juvéniles denses (D) n'apparaissent pas en (A) car ils ne montrent pas de variations significatives de proportion en fonction de la taille (voir Fig. 2.25).

L'argument majeur de l'enrichissement dans les fines est couramment invoqué pour démontrer la présence de mécanismes de fragmentation/abrasion au sein des écoulements (*Horwell et al., 2001 ; Tadeucci et Palladino, 2002 ; Manga et al., 2011*). Tous ces arguments sont donc en faveur de processus de fragmentation dynamique des bombes scoriacées au cours de leur transport. La séparation claire entre les populations granulométriques des bombes et des fragments de bombes (Fig. 2.52A) montre qu'il n'y a pas d'état intermédiaire entre ces deux constituants : lorsqu'une bombe scoriacée se fragmente, elle est aussitôt débitée en un nombre important de fragments par une fragmentation très efficace et non séquentielle dans le sens de la SFT de *Wohletz et al. (1989)*.

La sous-population granulométrique fine est quant à elle presque exclusivement constituée de fragments de bombes (Fig. 2.52), ce qui souligne la forte capacité de ce constituant à se fragmenter et/ou s'abraser. La quantité relativement importante de particules fines préservées dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques denses malgré des transferts importants vers les déferlantes (notamment au niveau des inflexions et ressauts topographiques, *Douillet et al., 2013a ; b*) semble montrer qu'une fraction non négligeable de cette population est produite pendant la mise en place de l'écoulement principal. Les fractions fines échantillonnées semblent donc être composées d'une combinaison difficilement distinguable de populations produites 1) à la source lors des explosions et 2) au cours du transport par fragmentation/abrasion.

Nos résultats permettent aussi de s'intéresser au comportement d'autres types de constituants présents dans les dépôts. La concentration préférentielle des laves anciennes dans les fractions grossières ainsi que leurs SCIs systématiquement négatif (Fig. 2.52B), montrent que ce constituant ne se fragmente que très peu. La distribution granulométrique des laves anciennes reflète donc la signature primaire des particules lors de leur érosion, soustraite des fractions granulométriques non-transportables. Les mécanismes de fragmentation semblent ainsi affecter de manière différente les constituants en fonction de leur lithologie. Nos analyses morphologiques de la fraction grossière des clastes (Fig. 2.52C) montrent que les constituants les plus vésiculés (fragments de bombes, clastes oxydés et scories noires anciennes) sont plus circulaires ($\approx 0,88$ contre $\approx 0,86$) que les constituants massifs (juvéniles denses et laves anciennes). Ces résultats peuvent être interprétés comme une abrasion plus marquée pour les constituants scoriacés, ce qui vient renforcer l'hypothèse d'un contrôle lithologique des phénomènes de fragmentation et d'abrasion des clastes, et appuyer les résultats expérimentaux de *Kueppers et al., (2012)*. De plus, la présence de quantité importante de matériel dense et résistant dans l'écoulement (tels que les laves anciennes par exemple), pourrait faciliter le broyage des clastes vésiculés plus fragiles, jouant ainsi le rôle de moulins.

Nos résultats texturaux viennent nuancer ceux des expériences en tambour récentes de *Mundula et al. (2014)* qui montrent que la nature lithologique des clastes n'a qu'un effet limité sur

les mécanismes de fragmentation/abrasion, et que le facteur principal est le temps de broyage (i.e. traduisant la distance de parcours dans le cas d'écoulements naturels). Nos données morphologiques issues de l'échantillonnage radial des dépôts (i.e. en fonction de la distance à l'événement), ne montrent cependant pas de variations significatives entre les échantillons proximaux et distaux pourtant séparés de près de 4 km. Cette absence de signature des processus de fragmentation/abrasion dans les dépôts avec la distance de parcours a déjà été rapportée sur d'autres édifices (*Manga et al., 2011*) et peut s'expliquer de plusieurs manières : 1) les expériences de *Mundula et al. (2014)* reproduisent peu la réalité, malgré l'utilisation de matériaux naturels, 2) tout comme l'érosion, les phénomènes de fragmentation/abrasion sont principalement actifs dans la zone sommitale du volcan, là où l'énergie des collisions est suffisante pour fragmenter et/ou modifier la morphologie des clastes (*Dufek et Manga, 2008 ; Manga et al., 2011*), ou 3) la sensibilité actuelle des méthodes de mesure des paramètres morphologiques n'est pas en mesure de mettre en évidence des variations faibles mais significatives de la forme des clastes. Ces trois hypothèses ne sont bien entendu pas exclusives.

L'utilisation d'un morpho-granulomètre de dernière génération (tel que le Morphologi G3S), permettant de mettre en évidence des variations très subtiles mais significatives de l'ensemble des paramètres de forme des particules (*Le Pennec et al., 2014*), permet d'avoir une précision à la troisième décimale pour les paramètres normalisés, ce qui n'était pas le cas jusqu'à présent (*Dellino et La Volpe, 1996 ; Manga et al., 2011 ; Sarocchi et al., 2011*). Les résultats préliminaires obtenus dans cette thèse à l'aide de cet appareil sur des échantillons de matrice d'écoulements pyroclastiques du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua montrent que la circularité des particules augmente avec la distance de parcours (Fig. 2.51). Il est donc possible de mesurer des variations fines des paramètres morphologiques des clastes en fonction de la distance et donc du temps de transport. Ces résultats peuvent être interprétés comme la signature de processus d'abrasion actifs sur les parties basses de l'édifice, qui sont probablement responsables de la production des particules les plus fines éluées en continu par les écoulements lors de leur mise en place.

La dimension fractale D des distributions granulométriques totales des dépôts, qui mesure la relation entre le nombre cumulé de grains présents dans les dépôts en fonction de leur taille tel que :

$$N \approx r^{-D} \quad 2.1$$

avec N le nombre total de particules de dimension supérieure à une taille r de référence (voir *Mandelbrot, 1982 ; Wohletz et al., 1989 ; Taddeucci et Palladino., 2002 ; Kueppers et al., 2006 ; Suzuki-Kamata et al., 2009 ; Perugini et al., 2011 ou Rust et Cashman, 2011* pour le détail complet de la méthode), permet de déterminer le nombre d'étapes de fragmentation enregistrées par les

dépôts. Nos données texturales et granulométriques nous permettent de calculer facilement le nombre de clastes présents dans les différentes fractions granulométriques des dépôts (à partir de leur masse et de leur composition lithologique, et en faisant l'hypothèse de particules sphériques). Ce nombre de clastes N par unité de taille r permet de calculer D pour l'ensemble de la distribution granulométrique des échantillons (Kueppers et al., 2006, Fig. 2.53). Nos échantillons possèdent une valeur moyenne de D de $2,99 \pm 0,11$ (minimum 2,71 et maximum 3,24, Fig. 2.53), ce qui est supérieur aux valeurs caractéristiques d'une fragmentation explosive (comprises entre 2,4 et 2,7 ; Kaminski et Jaupart, 1998 ; Horwell et al., 2001 ; Kueppers et al., 2006). Une fragmentation secondaire, c'est-à-dire se produisant au cours du transport des particules, est donc surimposée à la fragmentation explosive primaire du magma. Ces résultats ont été obtenus sur la distribution granulométrique totale des dépôts, qui contiennent 40-50 % de matériaux non-juvéniles. Il serait ainsi intéressant de calculer les dimensions fractales D des différentes populations de constituants afin de préciser les données et expliquer la variabilité mise en évidence dans la figure 2.55E.

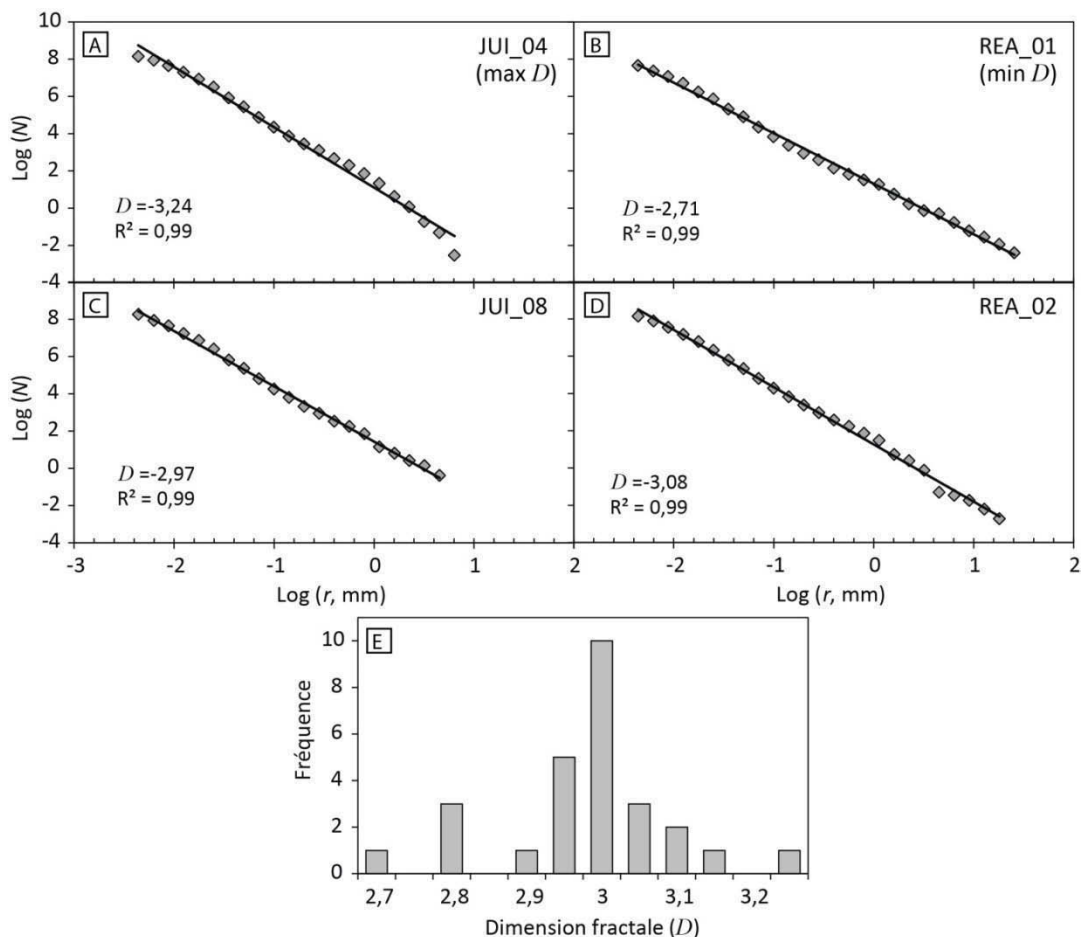


Fig. 2.55 : (A à D) Variations du nombre de clastes d'une taille N inférieure à une taille de référence r correspondant à la taille d'une particule sphérique théorique, et permettant de calculer la dimension fractale D des distributions granulométriques. (E) Histogramme des fréquences des dimensions fractales D de l'ensemble des échantillons de dépôts d'écoulements pyroclastiques denses de l'éruption de 2006 du Tungurahua.

Il s'avère donc que l'ensemble de nos résultats tendent à montrer que les mécanismes de fragmentation/abrasion des clastes au cours de leur transport jouent un rôle important dans la dynamique de l'écoulement. Ces processus provoquent notamment la production de fines pouvant être transférées vers les déferlantes pyroclastiques et/ou les panaches co-pyroclastiques. L'absence de consensus quant au rôle de la fragmentation/abrasion (*Lube et al., 2007 ; Manga et al., 2011*) peut s'interpréter de deux manières. Premièrement, les proportions de fines présentes dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques ne représentent pas l'ensemble de la population de fines produites par fragmentation/abrasion au cours du transport et/ou hérité de la source. Une large proportion de ces populations fines sont évacuées de l'écoulement pendant sa mise en place et les dépôts n'enregistrent que la distribution granulométrique finale des écoulements. Les méthodes d'étude actuelles peuvent ainsi ne pas être capables de décrire correctement l'ensemble des processus de transport, et leur résolution peut être limitée. Deuxièmement, la présence de bombes scoriacées bien préservées dans les dépôts d'écoulements scoriacés (« scoria flows deposits ») implique que ces clastes sont transportés dans un état chaud (au-dessus de la transition liquide/verre ou « melt/glass transition » ; ex : *Gottsmann et al., 2002 ; Giordano et al., 2005 ; 2008*) et plastique, ce qui favorise les collisions élastiques, et limite ainsi fortement la fragmentation, comme noté par *Lube et al. (2007)* au Ngauruhoe. La présence de ces clastes particuliers, aussi présents dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques du Tungurahua, n'exclue cependant pas la possible fragmentation d'autres bombes scoriacées, comme le montrent nos résultats. Une piste intéressante pour expliquer les réactions différentes au transport des bombes scoriacées réside dans l'étude de leur histoire thermique (*Benage et al., 2014 ; Roperch et al., 2014*). Certaines bombes peuvent par exemple être stockées plus longtemps dans le cône de spatter avant leur remobilisation par les écoulements, ou avoir été projetées plus haut par la fontaine de lave, et vont donc présenter une température (et donc une fragilité) initiale différente. Ces clastes passent donc la transition ductile-fragile pendant le transport et peuvent ainsi se fragmenter. Ces conclusions permettent de réconcilier les résultats de *Lube et al. (2007)* avec ceux de *Manga et al., (2011)* : en plus de l'incorporation, la fragmentation joue un rôle important dans la mise en place des écoulements pyroclastiques de volumes intermédiaires, mais sa signature peut cependant ne pas être clairement enregistrée par les dépôts, notamment à cause des transferts importants de matière au cours de la mise en place des écoulements.

Chapitre 3

Écoulements pyroclastiques érosifs : hypothèses physiques, modélisations numériques et impact sur l'aléa

Ce troisième chapitre détaille la conceptualisation d'une loi d'érosion adaptée à la problématique des écoulements pyroclastiques érosifs, sa description mathématique et son intégration dans un modèle numérique existant (VolcFlow capable de simuler la mise en place des écoulements pyroclastiques). Cette démarche vise à déterminer la capacité de différents modèles (notamment rhéologiques) à reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements. Les simulations les plus proches du cas naturel seront utilisées pour proposer des mécanismes d'érosion, puis pour quantifier l'impact de l'érosion/incorporation de matière sur la mobilité des écoulements pyroclastiques, et donc sur l'aléa associé.

3.1. Introduction et démarche

Le premier objectif de ce chapitre est de définir si, et dans quelles conditions, les rhéologies les plus couramment utilisées à l'heure actuelle dans les modèles numériques d'écoulements pyroclastiques sont capables de reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements mis en évidence au chapitre précédent. Cette démarche implique tout d'abord d'introduire dans les modèles numériques une loi d'érosion qui relie les différentes grandeurs physiques du système modélisé à un taux d'érosion (ou taux de creusement, en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Or, il n'existe pas à l'heure actuelle d'équation d'érosion capable de décrire l'ensemble des mécanismes complexes d'érosion et d'entraînement des clastes par un écoulement géophysique (Pirulli et Pastor, 2012 ; Quan Luna et al., 2012), notamment dans le cas des écoulements pyroclastiques, et ce malgré la reconnaissance précoce de leur pouvoir érosif (voir Chapitre 1).

En effet, après avoir dressé une liste détaillée des différents modèles d'érosions disponibles dans la littérature (voir Chapitre 1), il s'avère que la plupart des études portent sur des écoulements riches en eau (coulées de débris, lahars, avalanches) et font intervenir des notions difficilement transposables et/ou mesurables dans des écoulements pyroclastiques, telles que le degré de liquéfaction ou la charge en solide (ex : Takahashi et al., 1987 ; Cao et al., 2004 ; Quan Luna, 2012). De plus, les équations d'érosion proposées sont généralement ajustées par des paramètres expérimentaux qui possèdent une influence majeure sur la dynamique de l'érosion, et dont il est difficile d'estimer les valeurs naturelles (Iverson et Delinger, 2001 ; Medina et al., 2008 ; Iverson, 2012). D'autres auteurs ont proposé des formules empiriques où le taux d'érosion dépend

principalement de la vitesse (*Pitman et al., 2003a*) ou de l'épaisseur (*Tai et Kuo, 2008*) de l'écoulement, ainsi que des taux d'érosion basés sur un accroissement exponentiel du volume de l'écoulement avec la distance de parcours (*Mc Dougall et Hungr, 2005*). Or, ces équations d'érosion reposent elles aussi sur des paramètres empiriques difficile à définir dans le cas d'écoulements pyroclastiques (*Pitman et al., 2003a et b ; Tai et Kuo, 2008*) et/ou ne semblent pas en mesure d'expliquer le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques mis en évidence dans le second chapitre de ce mémoire (ex : *Mc Dougall et Hungr, 2005*), à savoir que l'érosion est principalement localisée dans les parties hautes du volcan. Il est donc nécessaire de proposer dans cette étude une nouvelle loi d'érosion, pouvant être intégrée dans un modèle numérique et capable d'expliquer les données naturelles.

La plupart des lois d'érosion disponibles dans la littérature se basent sur la balance des forces agissant à la base de l'écoulement, au niveau d'une couche-limite avec le substrat, et s'intéressent à la compétition entre le cisaillement basal de l'écoulement, qui tend à déstabiliser les particules, et la résistance du substrat, qui tend à les maintenir en place (ex : *Fraccarollo et Capart, 2002 ; Naaim et al., 2003 ; Pitman et al., 2003a ; Medina et al., 2008 ; Iverson, 2012*). C'est donc cette approche qui a été retenue ici. Les études précédentes partent cependant généralement du principe que la rhéologie des écoulements est frictionnelle (ou Coulomb, ex : *Pitman et al., 2003 a et b ; Médina et al., 2008 ; Iverson, 2012*). Or, cette rhéologie, très utilisée car possédant une base physique solide (voir *Chapitre 1*), ne semble cependant pas être la plus à même de reproduire dans le détail la géométrie des dépôts d'écoulements pyroclastiques naturels (*Kelfoun et al., 2009 ; Kelfoun, 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). De nombreuses autres rhéologies, résumées par *Kelfoun (2011)* et discutées dans le premier chapitre de ce mémoire, ont ainsi été proposées pour la simulation numérique d'écoulements pyroclastiques. La rhéologie plastique est notamment capable de reproduire de manière satisfaisante la mise en place d'écoulements pyroclastiques naturels (*Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*) et doit donc être prise en compte. Il est ainsi nécessaire que la loi d'érosion développée dans le cadre de cette thèse puisse être utilisée avec différentes rhéologies d'écoulements.

Cette thèse se propose de tester les lois Coulomb et plastiques dans le contexte d'écoulements érosifs. Afin d'évaluer la pertinence de nos modèles et, le cas échéant, de choisir la ou les combinaisons de paramètres les plus à même de reproduire les écoulements naturels, nos simulations numériques sont comparées de manière systématique aux données naturelles de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua. Cette éruption, qui a été très bien documentée (voir *Chapitre 1*), représente en effet une opportunité exceptionnelle pour confronter nos modèles numériques d'érosion à des cas naturels.

La seconde partie de ce chapitre consiste à utiliser les simulations numériques issues du modèle qui reproduit au mieux le patron d'érosion naturel des écoulements afin de répondre à deux objectifs : 1) mettre en évidence des mécanismes d'érosion et 2) quantifier l'impact de l'érosion sur la mise en place des écoulements pyroclastiques. Comme discuté en détail dans le *Chapitre 1*, les processus d'érosion associés aux écoulements pyroclastiques et leur influence sur la mobilité de ces phénomènes ne sont en effet que très peu connus à l'heure actuelle, et représentent un véritable défi pour la volcanologie. La démarche développée dans le cadre de cette thèse, qui consiste à valider les modèles numériques en les confrontant aux données de terrain, est ainsi indispensable pour mieux comprendre la dynamique des processus à l'œuvre lors de la mise en place des écoulements pyroclastiques et leurs conséquences en termes d'aléas. De plus, cette approche permet de tester différentes rhéologies d'écoulement et de simuler des écoulements pyroclastiques érosifs sur des topographies réalistes, proches des pentes naturelles des édifices volcaniques.

3.2. Formulation des équations d'érosion

3.2.A. Description du système modélisé et notations

3.2.A.a Présentation du modèle

Les écoulements pyroclastiques sont des phénomènes très complexes, encore mal compris à l'heure actuelle, pour lesquels les modèles s'efforcent de saisir le comportement au premier ordre. Parmi les différentes approches de modélisation numérique discutées dans le *Chapitre 1*, nous avons choisi d'utiliser celle des écoulements moyennés dans l'épaisseur de *Savage et Hutter (1989)*, qui a largement démontré sa capacité à reproduire des écoulements pyroclastiques naturels (ex : *Iverson et Delinger, 2001 ; Patra et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et al., 2013*). Par la suite, toute l'action de l'écoulement est ainsi concentrée à sa base (*voir Chapitre 1*).

Le système modélisé est constitué par un niveau non érodable (appelé « substrat ») surmonté d'une couche affouillable d'épaisseur h_{erod} sur laquelle se déplace l'écoulement pyroclastique (Fig. 3.1). La couche affouillable est composée de matériel granulaire formé par des particules sphériques de rayon r et de masse volumique ρ_p empilées les unes sur les autres (Fig. 3.1). Cet ensemble granulaire possède un angle de repos φ et une cohésion interne C . La limite inférieure de la couche affouillable est fixée par son épaisseur h_{erod} , qui définit la profondeur à laquelle se trouve le substrat (Fig. 3.1). Ce dernier est caractérisé par une pente d'angle local α , qui dépend de la topographie du volcan et de l'épaisseur de la couche érodable, ainsi que par une surface possédant un angle de repos φ et une cohésion interne C identiques à celles de la couche affouillable.

L'écoulement qui descend la pente possède une épaisseur h (perpendiculaire à la surface du sol), une masse volumique ρ_e , et une vitesse v_e (Fig. 3.1). La surface de contact entre les particules sphériques de la couche affouillable et l'écoulement est appelée par la suite S_f .

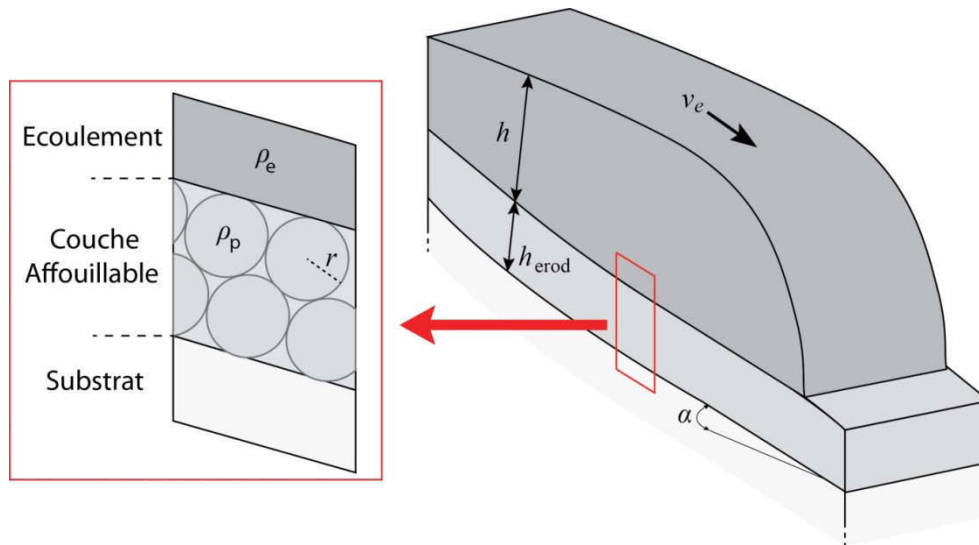


Fig. 3.1 : Vue schématique d'un écoulement pendant sa mise en place, et système modélisé. Le lit affouillable perturbé par l'écoulement est composé de particules sphériques qui reposent sur un substrat non-érodable.

3.2.A.b Liste des variables utilisées et symboles

Pour faciliter la compréhension des différentes équations développées dans ce mémoire, l'ensemble des variables utilisées, ainsi que leurs symboles et leurs unités respectives sont donnés dans le tableau 3.1 ci-dessous.

Sym.	Variable	Unité	Sym.	Variable	Unité
g	*Accélération de la gravité	$m\ s^{-2}$	t	Temps	s
r	*Rayon de la particule	m	T	Contrainte cisillante basale de l'écoulement	Pa
S_f	*Surface de contact particule-écoulement	m^2	T_F	Force cisillante basale de l'écoulement	N
ρ_p	*Masse volumique de la particule	$kg\ m^{-3}$	R	Forces résistantes	N
m	*Masse de la particule	kg	W	Composante motrice du poids des particules	N
φ	*Angle de friction interne du lit affouillable	°	F_b	Force de flottabilité	N
C	*Cohésion du sol	N	F	Somme des forces externes	N
ρ_e	*Masse volumique de l'écoulement	$kg\ m^{-3}$	t_v	Temps pour accélérer une particule à la vitesse v_f	s
φ_{bed}	*Angle de friction basal de l'écoulement Coulomb	°	t_i	Temps pour entraîner une particule dans le cas 1	s
T_0	*Frottement constant (plastique)	Pa	t_j	Temps pour entraîner une particule dans le cas 2	s
φ_{max}	*Angle de friction basal apparent maximal	°	D	Distance parcourue par une particule à un temps donné	m
h_{erod}	(*)Épaisseur de la couche affouillable	m	d	Distance parcourue par une particule au temps t_v	m
α	(*)Angle de la pente	°	t_{er}	Temps total pour éroder une particule	s
h	Épaisseur de l'écoulement	m	E	Taux d'érosion	$m\ s^{-1}$
v_f	Vitesse de l'écoulement	$m\ s^{-1}$			

Tableau 3.1 : Variables utilisées, unités et symboles associés. Le label * signifie que les variables restent constantes pendant la simulation. (*) signifie que les variables sont fixés par l'opérateur au début des simulations numériques mais sont recalculés ensuite pour chaque pas de temps. Les cas 1 et 2 indiqués pour le temps nécessaire à entraîner une particule font référence aux équations 3.28 et 3.31 de la section 3.2.E.

3.2.B. Propriétés de la couche affouillable

3.2.B.a Comportement et rhéologie

La couche affouillable modélisée étant granulaire, son comportement rhéologique peut être considéré comme purement Mohr-Coulomb. Au repos, la force résistante R opposée au glissement des particules dépend alors uniquement de la contrainte exercée par la composante normale σ du poids de la particule (Pudasaini et Hutter, 2007 ; Fig. 3.2) et de la valeur de la cohésion interne C de la couche affouillable (si C est non nulle). Le facteur de proportionnalité entre R et σ est le coefficient de friction μ , défini comme la tangente de l'angle de friction interne (ou angle de repos) φ du matériel érodable. La stabilité de la couche érodable dans son ensemble dépend ainsi de son épaisseur h_{erod} , de l'angle de repos φ choisi pour le matériel granulaire et de l'angle α de la pente locale du volcan. φ a été fixé ici à 30° , qui est la valeur typique de l'angle de repos de dépôts pyroclastiques naturels (Lube et al., 2007) susceptibles de se trouver sur les flancs du volcan.

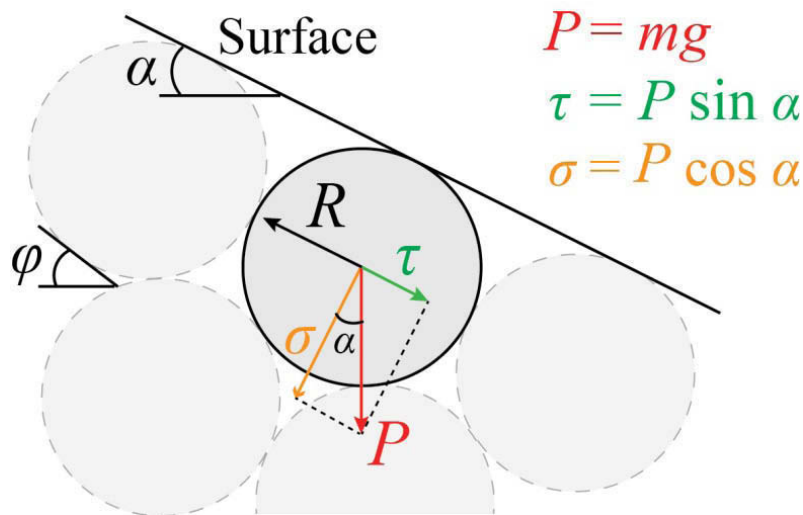


Fig. 3.2 : Schéma des forces externes agissant sur une particule de la couche affouillable au repos. P représente le poids de la particule (avec τ sa composante tangentielle et σ sa composante normale) et R sa résistance, qui résulte de l'action de la composante σ du poids via l'angle de repos φ des grains.

L'expression générale de la force résistante R d'une particule de la couche affouillable est ainsi :

$$R = \sigma \times \mu + C \times S_f = \sigma \times \tan \varphi + C \times S_f \quad (3.1)$$

Ce qui s'écrit:

$$R = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p g \cos \alpha \tan \varphi + C \times S_f \quad (3.2)$$

En remplaçant σ par son expression complète, qui n'est autre que la valeur du poids de la particule sphérique $4/3\pi r^3 \rho_p g$ multiplié par le cosinus de la pente locale α (Fig. 3.2 ; voir tableau 3.1 pour un rappel sur les variables).

3.2.B.b Stabilité en fonction de la pente

Comme nous l'avons vu précédemment, l'expression de la résistance R qui détermine la stabilité de la couche érodable dépend de son épaisseur h_{erod} , de son angle de repos φ et de la pente locale α du volcan. Or, les simulations numériques sont menées sur des topographies réalistes (voir 3.3.C) et différentes épaisseurs de couche affouillable ont été testées : il est donc crucial de vérifier la stabilité de la couche affouillable au début de chaque simulation. Cette étape permet de déterminer jusqu'où la couche érodable est présente sur la pente du volcan, en fonction de son épaisseur et de son angle de repos (le rôle de la cohésion interne C de la couche est pris en compte plus tard dans le bilan des forces, voir section 3.2.D), et de s'assurer ainsi que le modèle n'est pas biaisé par la présence d'une couche érodable instable au début des simulations. Toute perturbation du lit affouillable observée au cours des simulations sera donc bien provoquée par le passage de l'écoulement.

Nous verrons dans la section 3.3 de ce chapitre que les simulations numériques nécessitent une discrétisation de l'espace. Pour calculer l'épaisseur de la couche érodable en fonction de la pente, la même discrétisation en un ensemble d'éléments de taille horizontale d_x petite par rapport à la longueur totale de la couche (Fig. 3.3) a été utilisée. Pour une épaisseur maximale de couche affouillable initiale h_{max} définie par l'utilisateur, l'épaisseur h_{stable} de produit stable sur une pente donnée est recalculée au niveau de chaque élément de taille d_x , en partant de la base du volcan, et en se servant 1) de l'épaisseur h_{i+1} de la couche affouillable de l'élément aval, 2) de l'angle de repos φ du matériau granulaire et 3) de la différence d'altitude entre la base des deux éléments pris en compte, qui dépend de la pente locale (voir Fig. 3.3). Mathématiquement, h_{stable} se calcule tel que :

$$h_{stable} = h_{i+1} + d_x \tan \varphi - (z_i - z_{i+1}) \quad (3.3)$$

Des distances horizontales d_x petites par rapport aux dimensions du flanc du volcan permettent de connaître au mieux la stabilité de la couche érodable. L'épaisseur h_{stable} est ainsi potentiellement différente de l'épaisseur h_{max} choisie initialement, notamment sur des pentes importantes. L'épaisseur h_{erod} de la couche érodable utilisée pour les simulations numériques correspond donc à la valeur minimale entre h_{max} et h_{stable} , ce qui peut s'écrire

$$h_{erod} = \min \{ h_{erod}, h_{stable} \}.$$

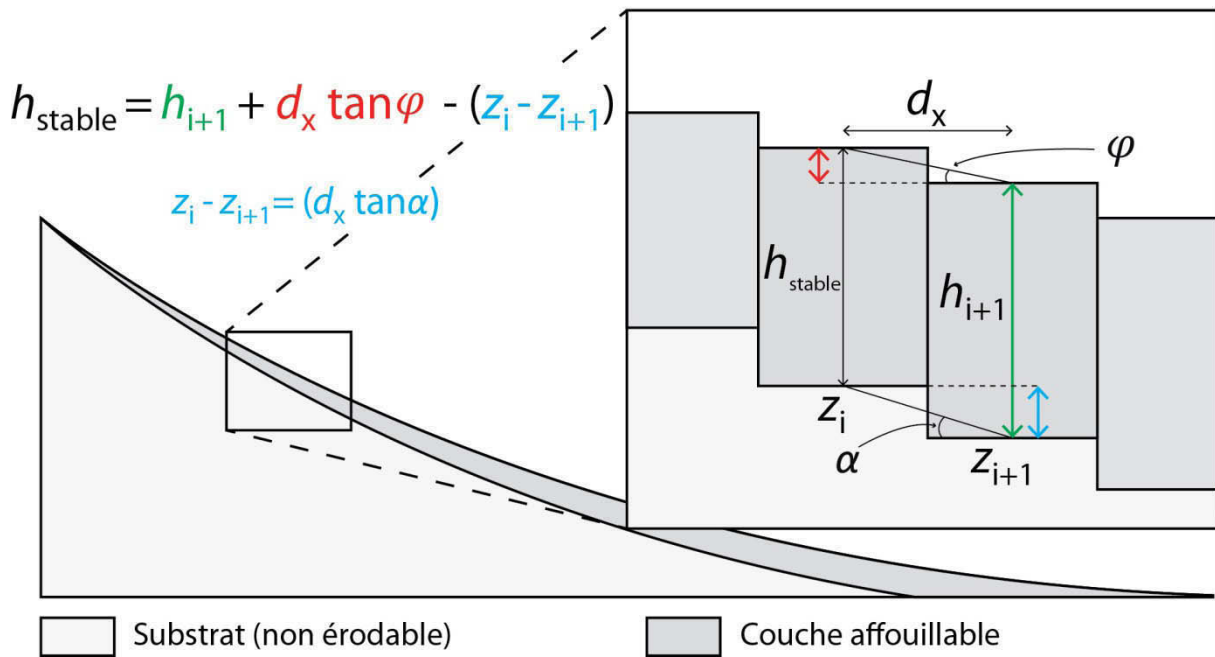


Fig. 3.3 : Illustration de la méthode de calcul de l'épaisseur h_{erod} de la couche affouillable pour une épaisseur initiale h_{max} donnée. h_{stable} et h_{i+1} représentent les épaisseurs de la couche au niveau de deux portions de la couche érodable séparées par une distance horizontale d_x . z_i et z_{i+1} représentent les altitudes du substrat au niveau des deux éléments h_{stable} et h_{i+1} de la couche érodable, α l'angle de la pente et φ l'angle de repos du matériel granulaire qui la compose.

3.2.C. Expression de la rhéologie des écoulements

La rhéologie est la branche de la physique qui étudie la réponse d'un corps soumis à une contrainte et notamment, pour ce qui nous intéresse ici, à son déplacement sous l'effet des forces externes. Les interactions précises entre la multitude de grains qui composent les écoulements pyroclastiques étant encore largement méconnues, seule la rhéologie macroscopique de ces phénomènes est prise en compte ici, grâce à l'hypothèse des écoulements moyennés verticalement (ou Loi de Saint-Venant, voir *Chapitre 1* et *section 3.3.A.a*).

Pour mettre un corps en mouvement, il faut vaincre sa résistance à l'écoulement, liée par exemple à des aspérités microscopiques de sa surface qui s'expriment par exemple *via* un angle de repos caractéristique des grains dans le cas d'un milieu granulaire. Afin de mieux comprendre comment agit cette résistance, qui représente le seuil de mise en mouvement de l'objet étudié, nous allons prendre ici l'exemple d'un bloc qui glisse sur un plan incliné (Fig. 3.4), ce qui est une forte simplification des modèles d'écoulements pyroclastiques. Pour que le bloc commence à se mettre en mouvement, il faut que la composante motrice τ de son poids (parallèle à la pente ; Fig. 3.4) dépasse le seuil de résistance du bloc (par exemple en augmentant la pente du plan incliné ou l'épaisseur du bloc, en fonction de son comportement). Une fois que le bloc est en mouvement, il se déplace en

exerçant une contrainte T (ou force T_F) sur le plan incliné, orientée dans le sens de la pente (Fig. 3.4). La composante motrice du bloc en mouvement est ainsi son poids, qui dépend de sa masse volumique (ou densité), de son épaisseur, et de l'angle de la pente.

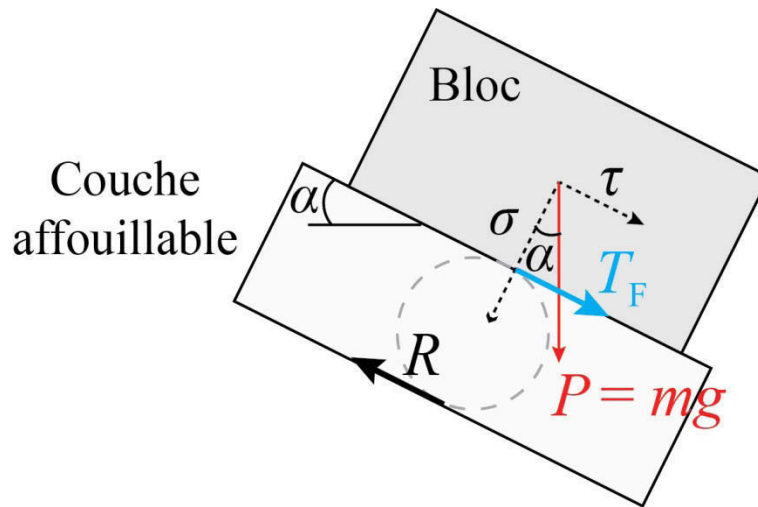


Fig. 3.4 : Schéma d'un bloc sur un plan incliné où apparaissent de manière simplifiée les principales forces externes s'appliquant sur celui-ci. P représente le poids du patin (avec τ la composante tangentielle de la contrainte associée et σ sa composante normale), R sa résistance à l'écoulement, et T_F son cisaillement basal.

Le point important à souligner ici est que l'expression mathématique de T_F en fonction des paramètres physiques d'un modèle varie selon la loi rhéologique choisie. Or, la rhéologie des écoulements pyroclastiques est encore largement débattue à l'heure actuelle (ex : *Kelfoun, 2011*) et de nombreuses lois ont été proposées pour décrire leur comportement complexe (voir *Chapitre 1*). Après une synthèse bibliographique détaillée des études disponibles (voir *Chapitre 1*), nous avons choisi de tester les lois Coulomb et plastique dans nos modèles car 1) il s'agit des rhéologies les plus utilisées à l'heure actuelle et 2) elles ont toutes deux montré leur capacité à reproduire des écoulements naturels (ex : *Patra et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2012 ; Charbonnier et al., 2013*).

Notons enfin que le cisaillement basal T_F de l'écoulement exprimé ici sous la forme d'une force peut aussi très bien s'exprimer via une contrainte. Une force est en effet proportionnelle à une contrainte donnée, à un facteur près, qui n'est autre que la surface sur laquelle s'applique la force ($\text{Contrainte} = \text{Force} / \text{surface}$). Dans ce qui suit, T_F désignera ainsi une force (en Newton = kg.m.s^{-2}) tandis que T désignera la contrainte associée (en Pascal = N.m^{-2}).

3.2.C.a La rhéologie Coulomb

Les écoulements pyroclastiques étant composés de grains et de blocs qui semblent interagir entre eux principalement par frottement (voir *Chapitre 1*), la rhéologie Coulomb (ou frictionnelle) a

été proposée par de nombreux auteurs pour expliquer leur comportement macroscopique (*Iverson et Delinger, 2001 ; Patra et al., 2005 ; Pudasaini et Hutter, 2007 ; Mangeney et al., 2010 ; Procter et al., 2010 ; Iverson, 2012*). Cette hypothèse s'appuie notamment sur la bonne corrélation entre la rhéologie Coulomb et le comportement d'écoulements granulaires en laboratoire (*Savage et Hutter, 1991 ; Gray et al., 2003 ; Iverson et al., 2004*).

Cette loi Coulomb stipule que l'expression de la contrainte résistante T d'un écoulement est proportionnelle à la valeur de la contrainte compressive normale σ agissant à sa base. Le facteur de proportionnalité entre T et σ est le coefficient de friction, appelé μ , qui est considéré comme constant tout au long de la mise en place de l'écoulement (*Pudasaini et Hutter, 2007*). En d'autres termes, plus la contrainte compressive est importante, plus le cisaillement à la base de l'écoulement augmente. Le coefficient de friction μ s'exprime comme la tangente de l'angle de friction interne (ou angle de repos) φ_{bed} du matériel qui compose l'écoulement. Dans le cas d'un matériel granulaire s'écoulant sur un substrat de la même nature, T s'écrit alors :

$$T = \sigma \times \mu = \sigma \times \tan \varphi_{bed} \quad (3.4)$$

La contrainte compressive normale σ sur le sol d'un écoulement moyenné verticalement, et influencé uniquement par les forces externes, est simplement égale à la contrainte normale σ_e de son propre poids, qui s'exprime en fonction du cosinus de l'angle de la pente α (Fig. 3.4). La contrainte de cisaillement basal T d'un écoulement Coulomb s'écrit alors :

$$T = \sigma_e \times \tan \varphi_{bed} = \rho_e g h \cos \alpha \tan \varphi_{bed} \quad (3.5)$$

La composante motrice τ_e du poids s'exprimant aussi via la pente, il est intéressant de noter que le seuil de mise en mouvement d'un écoulement Coulomb sur une pente donnée dépend uniquement de la valeur de son angle de friction interne φ_{bed} . En d'autres termes, l'écoulement se met en mouvement lorsque l'angle de la pente est supérieur à l'angle de repos (ou angle de friction interne) du matériel qui le compose.

φ_{bed} , qui est donc le paramètre critique de la rhéologie Coulomb, est cependant difficile à évaluer pour les écoulements naturels. L'angle de repos du matériel qui compose les dépôts d'écoulements pyroclastiques est en effet de 30° environ (*Lube et al. 2007*), mais l'utilisation d'un angle de friction basal de cet ordre de grandeur lors des simulations numériques ne permet pas de reproduire des écoulements naturels (*Patra et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et al., 2013*). Il est ainsi nécessaire de minorer φ_{bed} (entre 10° et 15°) pour que des écoulements Coulomb puissent reproduire à la fois la répartition et la dynamique de mise en place des écoulements naturels. Différents mécanismes, discutés dans le premier chapitre de ce mémoire,

ont été proposés pour expliquer cette diminution dynamique de la friction basale des écoulements. Ces mécanismes se traduisent d'un point de vue macroscopique par la fluidisation des écoulements.

Par la suite, les équations d'érosion seront basées sur le bilan des forces qui s'appliquent sur les particules du lit érodable. Dans le cas d'une rhéologie Coulomb, la force T_F associée à la contrainte basale T qui s'applique sur une surface S_f de la particule s'écrit alors (voir tableau 3.1 pour le rappel des variables) :

$$T_F = T \times S_f = \rho_e g h \cos \alpha \tan \phi_{\text{bed}} \times S_f \quad (3.6)$$

Notons que la cohésion C de la couche érodable sera prise en compte dans l'expression de la résistance du substrat et peut ainsi être négligée dans l'expression du cisaillement T de l'écoulement.

3.2.C.b La rhéologie plastique

La rhéologie plastique stipule que la contrainte de cisaillement à la base d'un écoulement est constante quelle que soit son épaisseur ou sa vitesse, ce qui revient à écrire que

$$T = T_0 \quad (3.7)$$

où T_0 représente la valeur de ce cisaillement constant. L'expression de la force liée au cisaillement basal d'un écoulement plastique qui s'applique sur une surface S_f de la particule s'écrit alors :

$$T_F = T_0 \times S_f \quad (3.8)$$

Un écoulement plastique commence ainsi à se mettre en mouvement uniquement lorsque la contrainte motrice de son poids dépasse le seuil de plasticité exprimé par T_0 . La vitesse d'écoulement est d'autant plus importante que la pente est importante, que l'épaisseur et la masse volumique de l'écoulement sont fortes, et que sa contrainte basale T_0 est faible. Une fois en mouvement, l'écoulement exerce une contrainte T_0 constante sur le sol : si les forces motrices diminuent et repassent sous le seuil de plasticité, l'écoulement freine puis s'arrête (*Kelfoun, 2011*).

Les explications physiques de ce cisaillement basal constant sont encore débattues, et pourraient être liées au fait que du matériel granulaire en mouvement atteint rapidement un seuil au-delà duquel le frottement qu'il exerce sur le substrat ne dépend plus de sa contrainte normale, et n'est donc pas frictionnelle (*Guillard et al., 2013 ; Wortel et al., 2014*). Quoi qu'il en soit, cette rhéologie a montré ses capacités à reproduire des écoulements pyroclastiques naturels (ex : *Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). Le comportement plastique serait en effet capable de saisir au premier ordre les changements de comportement complexes qui peuvent se produire au cours de la mise en place d'écoulements pyroclastiques naturels, et mérite donc d'être pris en compte dans cette étude.

A la différence de la rhéologie Coulomb, la rhéologie plastique ne fait pas directement intervenir de notion d'angle de friction basal que l'on peut relier à un angle de repos du matériel pyroclastique. Il est cependant possible de calculer l'angle de friction basal apparent théorique, appelé φ_{app} , d'un écoulement plastique en faisant simplement l'hypothèse que φ_{app} représente l'angle théorique avec lequel froterait un écoulement Coulomb possédant les mêmes paramètres (contrainte de cisaillement basale T , épaisseur h et masse volumique ρ_e) que ceux de l'écoulement plastique étudié. Cette hypothèse, qui revient à écrire que $T^{coulomb} = T_0^{plastique}$, permet d'isoler facilement l'angle de friction apparent φ_{app} d'un écoulement plastique à partir de l'équation (3.5) en remplaçant T par T_0 :

$$\varphi_{app} = \tan^{-1} \left(\frac{T_0}{\rho_e gh \cos \alpha} \right) \quad (3.9)$$

avec h l'épaisseur de l'écoulement, ρ_e sa masse volumique, α la pente et T_0 la valeur du seuil de plasticité de l'écoulement. L'information importante que donne l'équation (3.9) est qu'un frottement T_0 constant à la base de l'écoulement implique tacitement que son angle de friction basal φ_{app} varie au cours de la mise en place. Cette variation est proportionnelle au rapport $T_0 / \rho_e gh \cos \alpha$, c'est-à-dire au rapport des contraintes cisailantes/normales de l'écoulement.

Afin de quantifier les variations de l'angle de friction basal apparent φ_{app} d'un écoulement plastique, il faut donc s'intéresser aux relations entre la valeur de sa contrainte basale cisailante T_0 , et le terme $\rho_e gh \cos \alpha$, qui n'est autre que la composante normale σ du poids de l'écoulement (Fig. 3.4). La relation (3.10), dérivée de (3.9), permet ainsi de déterminer comment évolue φ_{app} en fonction du seuil de plasticité T_0 et du poids de l'écoulement (c.à.d. de son épaisseur, à masse volumique et pente constante) :

$$T_0 = \sigma \tan \varphi_{app} (+C) \quad (3.10)$$

La figure 3.5 présente le cisaillement basal T_0 en fonction de la contrainte normale σ du poids d'écoulements plastiques possédant différentes épaisseurs h . Cette figure a été construite en calculant tout d'abord différentes valeurs d'angle de friction apparents φ_{app} à partir de l'équation (3.9) pour différentes épaisseurs h puis en utilisant ces valeurs dans (3.10) pour calculer la contrainte de cisaillement basale théorique T_0 des écoulements pour une large gamme de valeurs de σ . Les autres paramètres utilisés pour construire la figure sont une pente nulle et une masse volumique de 1300 kg.m^{-3} , ce qui permet de relier directement l'épaisseur de l'écoulement à la contrainte normale σ de son poids. Les différentes droites de la figure 3.5 donnent ainsi les valeurs de φ_{app} pour les différentes épaisseurs h testées en fonction de T_0 . En prenant une valeur T_0 constante, on décrit

l'évolution de l'angle de friction basal apparent φ_{app} d'un écoulement plastique dont l'épaisseur évolue (Fig. 3.5). Il s'avère que φ_{app} est faible pour des écoulements épais (ex : 10° pour un écoulement de 2 m d'épaisseur et de 5 kPa de contrainte basale ; Fig. 3.5) mais devient très important lorsque l'écoulement devient fin (ex : 74° pour une épaisseur de 0,1m ; Fig. 3.5).

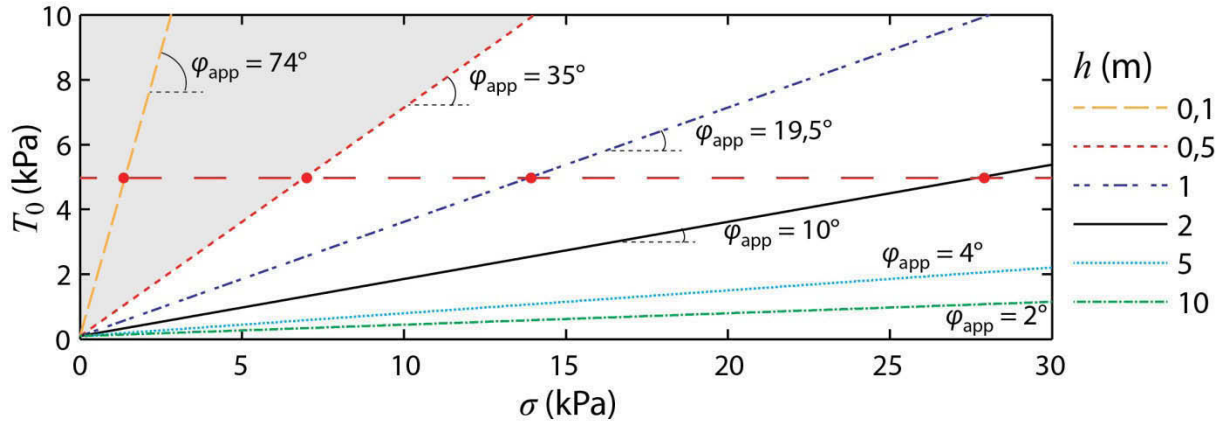


Fig. 3.5 : Contraintes cisailantes T_0 en fonction des contraintes normales σ pour différentes épaisseurs d'écoulements plastiques (eq. 3.10). La pente des différentes droites exprime la valeur de l'angle de friction basal apparent φ_{app} . La droite horizontale en larges pointillées rouges correspond à un écoulement possédant un cisaillement basal de 5 kPa, qui est la valeur la plus à même de reproduire des écoulements pyroclastiques naturels (Kelfoun et al., 2009). La zone grisée correspond à des angles de friction basale apparents $> 35^\circ$.

Pour une valeur T_0 donnée, la figure 3.5 montre que la loi plastique autorise un champ d'épaisseur (en grisé sur la figure) pour lequel l'angle de friction basal apparent φ_{app} des écoulements est supérieur à l'angle de friction des particules au repos, qui est aux alentours de 30° - 35° (Yamashita and Miyamoto, 1993 ; Lube et al., 2007 ; Cecconi et al., 2010). Or, aucun mécanisme physique ne peut expliquer une augmentation de l'angle de friction entre les particules de l'écoulement et φ_{app} ne peut donc pas être supérieur à l'angle de repos du matériel qui compose l'écoulement, appelé par la suite φ_{max} . Ces valeurs irréalistes de φ_{app} , qui doivent donc être corrigées, sont obtenues pour des épaisseurs d'écoulement h inférieures à :

$$h < \frac{T_0}{\rho_e g \cos \alpha \tan \varphi_{app}} \quad (3.11)$$

Ce défaut de la loi plastique n'a pas d'impact sur les simulations numériques réalisées auparavant (Kelfoun et Druitt, 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012) car des écoulements fin à forte friction basale s'arrêtent rapidement. Cependant, le but des travaux de recherche menés dans le cadre de cette thèse étant de mieux comprendre les processus d'érosion associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques, il est important de corriger cette imperfection de la loi plastique afin que les résultats obtenus ne soient pas biaisés. Les processus de friction à la base des

écoulements peuvent en effet jouer un rôle crucial dans les mécanismes d'érosions (ex : *LaBerge et al., 2006 ; Medina et al., 2008 ; Mangeney et al, 2010 ; Iverson, 2012 ; Farin et al., 2014*) et des angles de friction apparents irréalistes peuvent se traduire par la présence d'artéfacts physiques dans les modèles.

Pour s'assurer de ne pas biaiser nos résultats, nous utiliserons par la suite une loi rhéologique appelée « plastique- φ_{\max} » où l'angle de friction basal apparent φ_{app} ne peut pas dépasser la valeur maximale autorisée φ_{\max} , qui correspond à l'angle de repos du matériel qui compose l'écoulement. Cette valeur est fixée dans une gamme raisonnable comprise entre 30 et 35° d'après la littérature (*Yamashita and Miyamoto, 1993 ; Lube et al., 2007*). L'objectif de cette loi plastique- φ_{\max} est donc de diminuer les contraintes à la base de l'écoulement quand celles-ci deviennent trop fortes pour être réalistes. D'un point de vue mathématique, la loi plastique- φ_{\max} revient à écrire que la valeur de la contrainte du cisaillement basal T d'un écoulement plastique ne peut pas dépasser celle d'un écoulement Coulomb ayant pour angle de friction basal l'angle φ_{\max} définit auparavant :

$$T = \min \{ T_0, \rho_e g h \cos \alpha \tan \varphi_{\max} \} \quad (3. 12)$$

3.2.D. Bilan des forces

Les forces seront écrites dans ce qui suit selon leur norme ($\vec{F} = ||F||$), et orientées dans le sens de la pente. Elles seront donc positives si elles s'exercent dans le sens décroissant de l'altitude. Les forces de surface (ex : cisaillement) représentent l'expression de contraintes qui s'appliquent sur une surface S_f des particules affouillables tandis que les forces de volume (ex : poids) dépendent des caractéristiques intrinsèques des particules. Dans tous les cas, il s'agit de forces externes s'appliquant sur une particule de la couche affouillable.

Au repos, une particule est affectée par son poids et par l'interaction avec les particules voisines, que nous considérerons négligeable à l'échelle de quelques particules (les interactions s'annulant mutuellement). L'action du poids de la particule peut être décomposée en une composante motrice W dirigée dans le sens de la pente et en une composante normale, perpendiculaire à la pente, dont l'effet via l'angle de frottement provoque la résistance R de la couche (eq. 3.1).

La perturbation du système liée au passage de l'écoulement se traduit de deux manières différentes : 1) la force liée au cisaillement basal T de l'écoulement, dont l'expression dépend entièrement de la rhéologie (*voir section 3.2.C*), est tangentielle à la surface de la particule et orientée dans le sens de la pente, ce qui vient renforcer les forces motrices qui tendent à déstabiliser les particules 2) le poids de l'écoulement qui se déplace au-dessus des particules s'ajoute au bilan

des forces, et son expression dépend de l'hypothèse que l'on fait sur son état physique. Dans le cas d'un écoulement non-fluide (qui peut être vu comme un bloc se déplaçant sur la pente), le poids de l'écoulement vient en effet « écraser » les particules de la couche affouillable, et a donc tendance à les maintenir au sol. Au contraire, si l'écoulement est suffisamment fluide pour percoler entre les particules et les englober entièrement, une force de flottabilité F_b apparaît alors. L'effet de F_b , qui est opposée au poids des particules, se répercute sur les expressions de W et R et facilite l'érosion. Ces deux hypothèses vont être détaillées dans la section suivante de ce manuscrit

La forme générale de la somme F des forces externes qui s'appliquent sur une particule de la couche affouillable perturbée par le passage d'un écoulement, s'écrit alors selon les cas :

$$F = W + T_F (+F_b) - R \quad (3.13)$$

Avec W la composante motrice du poids de la particule dans le sens de la pente, T_F le cisaillement basal de l'écoulement, R la résistance de la couche affouillable et F_b la flottabilité (dans le cas d'un écoulement fluide). La capacité érosive de l'écoulement dépend dans cette étude de la balance entre les forces externes motrices (qui déstabilisent les particules) et résistantes (qui les maintiennent en place) définies à partir de la somme F décrite ici.

3.2.D.a Cas d'un écoulement non fluide

Un écoulement non fluide peut être vu comme un bloc qui se déplace le long de la pente (Iverson, 2012). Etant incapable de remplir les interstices entre les particules, l'ensemble du poids P_e de l'écoulement est transmis à la couche érodable et agit sur une surface S_f de la particule (Fig. 3.6).

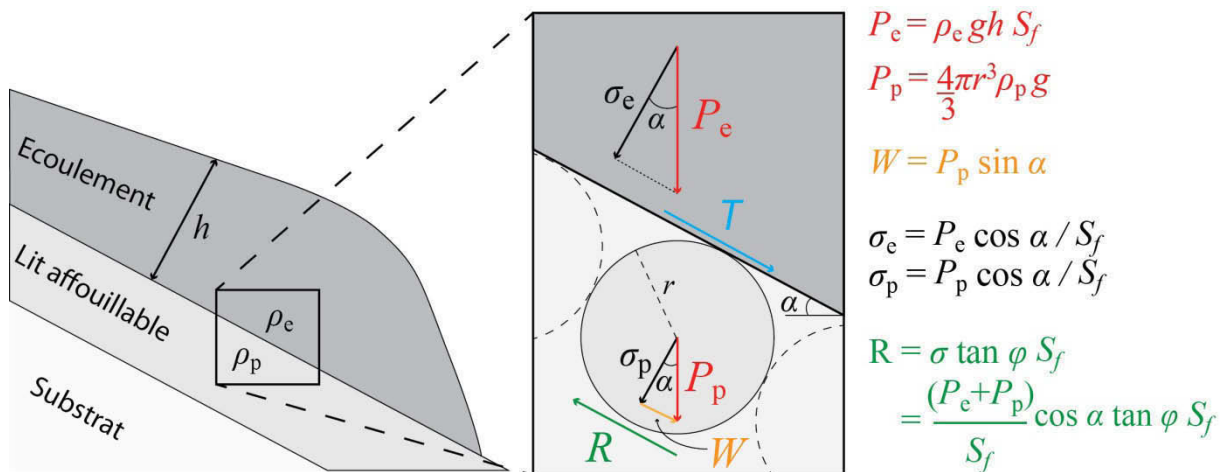


Fig. 3.6 : Schéma illustrant le bilan des forces qui s'appliquent à une des particules du lit érodable dans l'hypothèse d'un écoulement non fluide. Les forces motrices, qui déstabilisent la particule, sont le cisaillement basal T_F de l'écoulement et la composante motrice W du poids de la particule. Les forces résistantes R rassemblent les effets des composantes normales σ des poids respectifs de l'écoulement et de la particule.

Si la totalité du poids de l'écoulement est transmis à la particule, les composantes normales σ_e et σ_p des poids P_e de l'écoulement et P_p de la particule s'additionnent à la base de la particule et augmentent donc la contrainte normale totale σ . Or, σ intervient dans l'équation (3.1) qui exprime la résistance R de la couche affouillable. L'action du poids de l'écoulement sur la particule modifie ainsi l'expression de la résistance de la couche affouillable. La figure 3.6 montre que les contraintes σ_e et σ_p appliquées sur une surface S_f peuvent s'exprimer en fonction du cosinus de la pente locale α . Leur somme σ s'écrit donc :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_p = \left(\frac{P_e + P_p}{S_f} \right) \cos \alpha \quad (3.14)$$

En prenant en compte la cohésion interne C de la couche affouillable (eq.3.1), l'expression des forces résistantes R des particules dans le cas d'un écoulement non fluide est :

$$R = (\sigma \times \tan \varphi) S_f + C \times S_f = \left(\frac{P_e + P_p}{S_f} \right) \cos \alpha \tan \varphi \times S_f + C \times S_f \quad (3.15)$$

Ce qui donne, en utilisant les expressions respectives des forces P_e et P_p (Fig. 3.6) :

$$R = \left(\rho_e h S_f + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p \right) g \cos \alpha \tan \varphi + C \times S_f \quad (3.16)$$

La composante motrice W du poids de la particule orientée dans le sens de la pente correspond à la valeur du poids P_p de la particule multipliée par le sinus de l'angle α (Fig. 3.6), ce qui s'écrit :

$$W = P_p \sin \alpha = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p g \sin \alpha \quad (3.17)$$

La composante motrice liée au poids P_e de l'écoulement est quant à elle englobée dans l'expression du cisaillement basal T_F de l'écoulement, dont l'expression dépend de la rhéologie et qui a été discutée en *section 3.2.C* de ce chapitre.

3.2.D.b Cas d'un écoulement fluide

L'hypothèse considérée ici est que l'écoulement peut être vu comme un fluide à l'échelle macroscopique, malgré les particules granulaires qui le composent. La grande mobilité des écoulements pyroclastiques peut en effet faire penser qu'ils se comportent, au moins en partie, comme tels (ex : *Sparks, 1976 ; Legros, 2002*). La différence majeure qu'implique cette hypothèse par rapport au cas d'un écoulement non fluide traité précédemment est qu'un écoulement fluide est capable de percoler dans les interstices entre les particules du lit érodable. Ces dernières baignent

alors entièrement dans le fluide et sont ainsi affectées par la poussée d'Archimède, qui s'exprime via une force de flottabilité F_b dirigée vers le haut (Fig. 3.7).

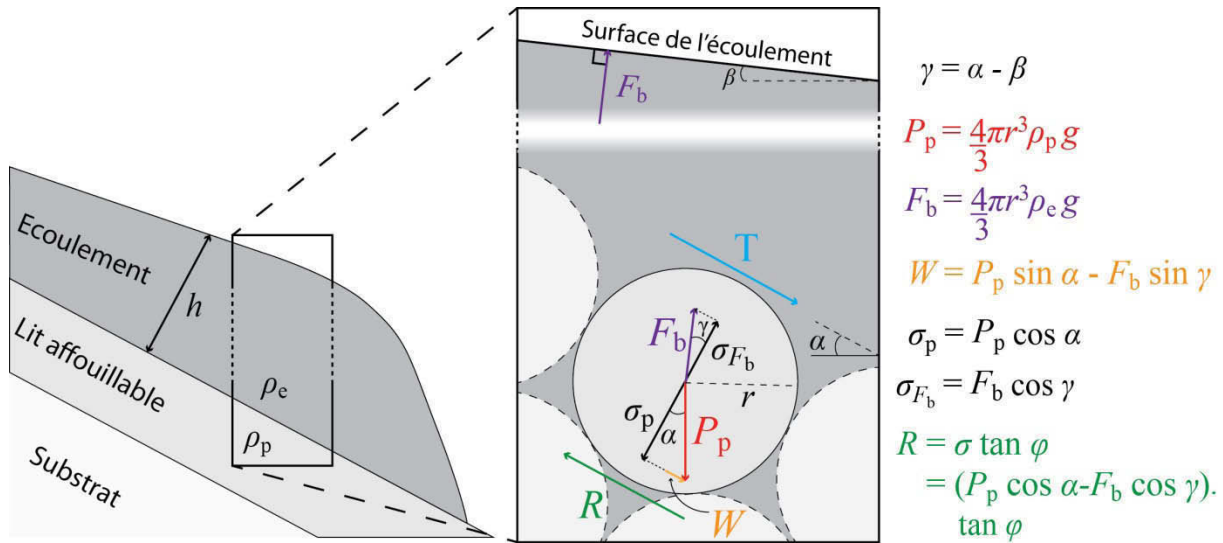


Fig. 3.7 : Schéma illustrant le bilan des forces qui s'appliquent à une des particules du lit érodable dans l'hypothèse d'un écoulement fluidisé. Les forces motrices, qui tendent à déstabiliser la particule sont le cisaillement T_F à la base de l'écoulement, la composante motrice W du poids de la particule et la flottabilité F_b qui résulte de la poussée d'Archimède. La force résistante R dépend de la composante normale du poids de la particule (en partie contrebalancée par la composante normale de la flottabilité) et de l'angle de repos de la couche érodable.

F_b est donc opposée au poids des particules et favorise leur érosion. Dans le détail, les particules soumises à la poussée d'Archimède se déplacent perpendiculairement au champ de pression dans lequel elles se trouvent. Le gradient de pression étant normal à la surface du fluide, F_b est donc perpendiculaire à la surface de l'écoulement. Or, cette surface n'est pas toujours parallèle au sol au cours de la mise en place de l'écoulement (Fig. 3.7) : l'effet de la flottabilité sur la particule dépend donc de la différence entre les angles α de la pente locale du lit affouillable et β de la surface de l'écoulement. La différence entre les angles α et β sera appelée γ dans ce qui suit.

Dans le cas où l'ensemble de la surface de la particule est soumise à la pression de fluide de l'écoulement, la flottabilité F_b de la particule est égale au poids de la quantité de fluide déplacé, qui n'est autre que le volume de la particule, et F_b s'écrit alors (voir tableau 3.1 pour le rappel des variables) :

$$F_b = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_e g \quad (3.18)$$

La flottabilité s'oppose en partie au poids de la particule P_p (en fonction de la valeur de γ) et son effet sur l'érosion est donc fonction de la différence entre P_p et F_b . Le poids de la particule est

fonction sinus de l'angle de la pente tandis que la flottabilité s'exprime via sinus de l'angle γ (Fig. 3.7). La composante motrice W du poids de la particule est ainsi en partie contrebalancée par l'action de F_b (Fig. 3.7) et W s'écrit alors :

$$\begin{aligned} W &= P_p \sin \alpha - F_b \sin \gamma \\ &= \frac{4}{3} \pi r^3 g [\rho_p \sin \alpha - \rho_e \sin(\alpha - \beta)] \end{aligned} \quad (3.19)$$

De même, F_b étant opposée au poids de la particule, elle diminue en partie l'effet des forces résistantes R (Fig. 3.7), qui s'écrivent alors :

$$R = \frac{4}{3} \pi r^3 g [\rho_p \cos \alpha - \rho_e \cos(\alpha - \beta)] \tan \varphi + C \times S_f \quad (3.20)$$

Si la surface de l'écoulement est parallèle à la pente (c.à.d. si $\alpha = \beta$), F_b est parfaitement opposée à la contrainte normale σ_p du poids de la particule, et W ne dépend alors plus que de sa masse volumique. Si toute l'action de F_b est opposée à la composante normale du poids, les forces résistantes R sont alors minimales. Puisque l'écoulement est entièrement fluide et qu'il englobe l'ensemble de la particule, son action se résume à la poussée d'Archimède et n'exerce pas de poids sur la particule : il n'y a donc pas de terme en $\rho_e g h S_f$ dans l'expression des forces résistantes.

3.2.E. Description mathématique du taux d'érosion

L'équation d'érosion proposée ici est basée sur le bilan des forces externes s'exerçant sur des particules de la couche érodable soumises à l'action de l'écoulement. L'érosion et l'entraînement dépendent de la compétition entre les forces motrices qui déstabilisent les particules et les forces résistances qui les maintiennent en place. Les forces concernées ont été décrites dans les sections précédentes en fonction de deux modèles physiques distincts (écoulement non-fluide ou fluide). La somme des forces externes sera désignée ici par le symbole F (voir 3.2.D).

Cette loi d'érosion présente ainsi l'avantage de pouvoir être utilisées avec les deux rhéologies Coulomb et plastique ciblées précédemment (voir 3.2.C). Le but de cette section est de présenter le raisonnement physique et les équations mathématiques qui permettent de calculer un taux d'érosion E (en $m.s^{-1}$) à partir des différents paramètres physiques du modèle. Nous considérons 1) qu'une particule est érodée lorsque qu'elle se déplace d'une distance supérieure à son propre diamètre et 2) que la particule est immédiatement incorporée à l'écoulement une fois érodée.

La seconde loi de Newton spécifie que la somme des forces externes F s'exerçant sur un corps est proportionnelle au produit de la masse m de ce corps multipliée par son accélération a :

$$F = m \times a \quad (3.21)$$

Le terme de l'accélération peut être réécrit en fonction de la dérivée de la vitesse v du corps étudié en fonction du temps t tel que :

$$F = m \frac{dv}{dt} \quad (3.22)$$

Une intégration du terme d'accélération entre le temps t_0 , où la particule commence à se déplacer, et un temps t_1 quelconque s'écrit :

$$v_p = \int_{t=t_0}^{t=t_1} \frac{dv}{dt} \times dt \quad (3.23)$$

Où v_p est la vitesse de la particule au temps t_1 . La somme des forces F est constante durant toute l'accélération de la particule puisque aucune des forces impliquées (R , W , T ou F_b) ne dépend de la vitesse, ce qui permet de réécrire l'équation (3.23) en remplaçant le terme d'accélération dv/dt par le terme F/m issu de (3.22), de telle sorte que l'on obtienne :

$$v_p = \int_{t=0}^{t=t_1} \frac{F}{m} \times dt \quad (3.24)$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$v_p = \frac{F}{m} \times t_1 \quad (3.25)$$

Cela signifie que la vitesse d'une particule de la couche érodable à un temps donné est fonction du bilan des forces F appliquées sur cette dernière et de sa masse m . La vitesse étant la dérivée de la distance en fonction du temps, l'intégrale de v_p en fonction du temps permet de trouver la distance D parcourue par une particule à un temps t_1 donné :

$$D = \int_{t=t_0}^{t=t_1} v_p \times dt = \int_{t=t_0}^{t=t_1} \left(\frac{F}{m} \times t \right) \times dt \quad (3.26)$$

Cette expression a pour solution :

$$D = \frac{1}{2} \frac{F}{m} \times t_1^2 \quad (3.27)$$

La distance D parcourue par la particule à un moment donné dépend donc seulement du bilan des forces externes qui s'appliquent sur cette dernière et de sa masse. Ce raisonnement est basé sur une double intégration du terme d'accélération pour une particule donnée et n'est valable que dans le cas où les forces qui s'exercent sur la particule ne varient pas pendant son déplacement. Dans ce cas-là, la particule est accélérée de manière continue sur toute la distance D et n'atteint jamais la vitesse

de l'écoulement avant son érosion. En considérant que la particule est érodée après avoir parcouru une distance égale à son diamètre (c.à.d. $D=2r$), Le temps t_i nécessaire à son érosion peut se calculer à partir de l'équation (3.27), en remplaçant D par $2r$ et en isolant t tel que :

$$t_i = 2\sqrt{\frac{r m}{F}} \quad (3. 28)$$

Une autre possibilité peut cependant être envisagée : la particule peut en effet très bien ne pas avoir été érodée avant d'atteindre la vitesse de l'écoulement. Dans ce cas, la particule va accélérer pendant un certain temps, jusqu'à atteindre la vitesse de l'écoulement, puis va se déplacer à la même vitesse que l'écoulement jusqu'à ce que l'érosion soit effective (c.à.d. jusqu'à ce qu'elle ait franchi une distance supérieure à $2r$).

Appelons t_v le temps nécessaire à la particule pour atteindre la vitesse de l'écoulement et D_v la distance parcourue pendant t_v . L'équation (3.25) permet de calculer t_v pour une vitesse d'écoulement v_f donnée :

$$t_v = \frac{m}{F} v_f \quad (3. 29)$$

En injectant le temps t_v obtenu en (3.29) dans la relation (3.27), il est possible de calculer la distance D_v que parcourt la particule pendant t_v :

$$D_v = \frac{1}{2} \frac{F}{m} \times t_v^2 \quad (3. 30)$$

Le temps total d'érosion, appelé t_j dans ce second cas, correspond alors à la somme des temps nécessaires 1) pour accélérer la particule du lit affouillable à la vitesse de l'écoulement puis 2) pour que la particule puisse parcourir la distance manquante pour compléter l'érosion. Cette distance manquante peut être trouvée facilement en soustrayant la distance D_v parcourue pendant t_v à la taille de la particule (c.à.d. à $2r$). Le temps nécessaire pour parcourir cette distance manquante est alors égal à $(2r - D_v)/v_f$ et t_j s'exprime alors en utilisant les équations (3.29) et (3.30) :

$$t_j = t_v + \frac{(2r - D_v)}{v_f} = \frac{m}{F} \times v_f + \frac{2r - D_v}{v_f} \quad (3. 31)$$

Le temps total nécessaire à l'érosion d'une particule, appelé t_{er} , dépend ainsi de la vitesse de l'écoulement et sera, selon les cas, égal à t_i ou t_j :

$$\begin{aligned} \text{si } t_i \leq t_j, \quad t_{er} &= t_i \\ t_i \geq t_j, \quad t_{er} &= t_j \end{aligned} \quad (3. 32)$$

Le taux d'érosion E , qui décrit le comportement de la loi d'érosion et qui représente la quantité de matière incorporée à l'écoulement en fonction du temps, du bilan des forces et des caractéristiques physiques de l'écoulement et des particules du lit érodable s'écrit alors :

$$E = \frac{2r}{t_{er}} \quad (3.33)$$

La matière érodée par l'écoulement est incorporée immédiatement à ce dernier et participe entièrement à son augmentation d'épaisseur. L'effet de l'érosion sur la dynamique de l'écoulement dépend alors du gain d'épaisseur (donc de masse) associé à l'incorporation de la matière érodée. La quantité de mouvement est quant à elle conservée pendant l'érosion (voir 3.3.A.c).

Bien que certaines études de terrain suggèrent que la masse volumique de l'écoulement peut varier au cours de la mise en place (voir Chapitre 2 ou *Calder et al., 2000 ; Brand et al., 2014*), il n'existe pas de loi physique décrivant ce phénomène. De plus, la densité dynamique de l'écoulement au cours de sa mise en place est différente de la densité des dépôts, qui ne reflètent que l'état final des produits. Il est ainsi délicat de relier l'incorporation de matière à un changement dynamique de densité de l'écoulement. Nous avons donc choisi ici d'appliquer l'hypothèse conservative selon laquelle l'incorporation ne modifie pas la masse volumique de l'écoulement, comme c'est le cas dans de nombreuses autres études similaires (ex: *McDougall and Hungr, 2005; Lê and Pitman, 2009*).

Nos modèles ne prennent pas en compte la sédimentation des particules car 1) les lois de sédimentations sont elles aussi méconnues, 2) l'approche moyennée dans l'épaisseur ne permet pas de rendre compte des processus complexes de ségrégation verticale des clastes probablement à l'œuvre dans les écoulements et ayant un impact conséquent sur leur sédimentation (ex : *Sulpizio et Dellino, 2008 ; voir Chapitres précédents*) et 3) les données de terrain montrent que l'érosion et la sédimentation ne se produisent pas au même moment lors de la mise en place de l'écoulement, et qu'il pourrait ainsi s'agir de phénomènes découplés l'un de l'autre.

3.2.F. Evaluation des équations : tests statiques

Comme nous l'avons largement évoqué précédemment, un modèle n'est qu'une vision simplifiée de la réalité et repose sur de nombreuses hypothèses. Il est donc essentiel d'évaluer les résultats numériques obtenus. Le meilleur moyen d'y parvenir est de les comparer aux données de terrain, qui rendent directement compte des processus naturels (*Druitt, 1998*). Pour rappel, le patron d'érosion des écoulements pyroclastiques naturels montre que 1) la quantité de matériel remobilisé est importante (près de la moitié de la masse finale du dépôt) et 2) l'érosion est cantonnée aux parties hautes du volcan (> 3500 m d'altitude), c'est-à-dire sur des pentes importantes (> 25°).

Afin de connaître rigoureusement le comportement des équations d'érosion proposées dans ce mémoire, des tests « statiques » ont tout d'abord été réalisés. Ces tests sont dénommés ainsi car ils ne portent que sur le comportement des équations d'érosion en fonction des différents paramètres physiques du modèle, qui sont fixés par l'utilisateur afin de tester le comportement des lois d'érosion. Nous allons ainsi nous intéresser à l'évolution du taux d'érosion E en fonction de la pente du substrat pour une large gamme de chacun des paramètres qui contrôlent le modèle. Les gammes de valeurs sont choisies en fonction 1) des analyses texturales des dépôts naturels décrites au *Chapitre 2* de ce mémoire pour la granulométrie et la masse volumique des particules érodables, 2) de la littérature pour les paramètres rhéologiques (notamment de l'étude de *Kelfoun et al., 2009* qui ont travaillé spécifiquement à la modélisation numérique des écoulements pyroclastiques de 2006 du Tungurahua, sans toutefois prendre en compte l'érosion) et 3) d'hypothèses réalistes pour les autres paramètres (comme par exemple l'angle φ_{\max}). La valeur la plus proche du cas naturel pour chacun des paramètres est utilisée comme valeur « générique » lorsque d'autres paramètres sont testés. Les différents paramètres testés, les gammes de valeurs, les grandeurs génériques, et la source des données sont résumés dans le tableau 3.2 ci-dessous.

Sym.	Variable	Valeur	Unité	Gamme	Source
g	*Accélération de la gravité	9.81	m s^{-2}	–	Accélération standard pesanteur
r	*Rayon de la particule	0,05	m	0,01-1	Granulométrie - Chapitre 2
ρ_p	*Masse volumique de la particule	2500	kg m^{-3}	1500-3000	Eychenne et al., 2012
m	*Masse de la particule	–	kg	–	= volume $\times \rho_p = 4/3.\pi.r^3 \times \rho_p$
φ	*Angle de friction interne de la couche érodable	30	°	15-45	Lube et al., 2007
C	*Cohésion du sol	0	N	0-10000	Pas de données disponibles
ρ_c	*Masse volumique de l'écoulement	1300	kg m^{-3}	1000-2000	Mesures de densité - Chapitre 2
φ_{bed}	*Angle de friction basal de l'écoulement (Coulomb)	15	°	1-45	Kelfoun, 2011 et références
T_0	*Frottement constant (plastique)	5000	Pa	500-10000	Kelfoun et al., 2009
φ_{max}	*Angle de friction basal apparent maximal de l'écoulement	31	°	1-45	Pas de données disponibles
h_{erod}	(*)Épaisseur de la couche érodable	2	m	0-10	Pas de données disponibles
α	(*)Angle de la pente	–	°	0-90	MNT à 10 m de l'IGEPN
h	Épaisseur de l'écoulement	–	m	0,1-50	Equations de conservation
v_f	Vitesse de l'écoulement	–	m s^{-1}	0,1-200	Equations de conservation

Tableau 3.2 : Valeurs génériques, gammes de valeurs testées et sources des données pour l'ensemble des paramètres constitutifs des modèles utilisés. Le terme « particule » désigne une particule située dans la couche affouillable du système tel que défini dans la *section 3.2.A*.

Le but des tests statiques est ainsi double. Ils permettent 1) de quantifier l'influence des différents paramètres physiques sur les équations et sur le taux d'érosion E et 2) de vérifier si le patron d'érosion statique associé aux équations d'érosion est compatible avec le patron d'érosion naturel des écoulements, déterminé à partir des données de terrain (*voir Chapitre 2*).

3.3. Modélisations numériques d'écoulements pyroclastiques érosifs

3.3.A. Volcflow: un outil flexible dédié aux écoulements géophysiques

3.3.A.a Présentation du code et notions de programmation

Le code VolcFlow est dédié à la modélisation numérique d'écoulements géophysiques, et a été développé au Laboratoire Magmas et Volcans par Karim Kelfoun (*Kelfoun et Druitt, 2005*). Il est utilisé par plusieurs équipes de recherche et d'observation à travers le monde et a démontré ses capacités à reproduire différents types d'écoulements, notamment les écoulements pyroclastiques naturels (ex : Tungurahua, *Kelfoun et al., 2009* ; Merapi, *Charbonnier et Gertisser, 2012*). A la différence d'autres codes poursuivant le même objectif, comme par exemple TITAN2D développé à Buffalo (*Patra et al., 2005*), VolcFlow présente l'avantage de ne pas dépendre d'une seule rhéologie. Ce code accepte en effet l'ensemble des rhéologies simples susceptibles de gouverner la mise en place des écoulements pyroclastiques et discutées au *Chapitre 1*. VolcFlow a de plus été écrit de manière à pouvoir incorporer facilement des « modules » complémentaires décrivant en détail des phénomènes particuliers, tel que l'érosion qui nous intéresse ici. Ces avantages, couplés à une vitesse de calcul raisonnable, ont gouverné le choix d'utiliser VolcFlow pour atteindre les buts fixés dans le cadre de cette thèse. Cette section n'a pas la prétention de décrire VolcFlow dans le détail mais de donner quelques éléments sur le fonctionnement de ce code, qui sera largement utilisé par la suite.

Écrit avec le logiciel Matlab®, Volcflow permet la simulation numérique en 2 ou 3 dimensions d'écoulements géophysiques moyennés dans l'épaisseur (*voir Chapitre 1*). Le code fonctionne grâce à des scripts (ou fichiers sources) qui décrivent le scénario des écoulements que l'on souhaite modéliser. Ces scripts compilent notamment la rhéologie choisie pour l'écoulement, et les paramètres physiques, volcanologiques (volume, temps d'alimentation, localisation du point d'émission, etc.) et numériques (taille de la maille, pas de temps du calcul, etc.) du modèle. La topographie utilisée, qui correspond à la zone d'étude choisie, définit la grille du modèle caractérisée par des coordonnées x, y parallèles au sol et une altitude h perpendiculaire (Fig. 3.8A). Une fois lus par VolcFlow, les informations et paramètres contenus dans le fichier source sont utilisés pour calculer la vitesse et l'épaisseur de l'écoulement à un endroit et à un temps donnés à partir de la résolution des équations de conservation de la masse et du mouvement du modèle, qui constituent le corps du code VolcFlow, et qui vont être détaillées ci-dessous.

A densité ρ_e constante, l'équation générale de conservation de la masse d'un écoulement moyenné dans l'épaisseur s'écrit (*Kelfoun et Druitt, 2005*) :

$$\frac{\delta h}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x}(hu_x) + \frac{\delta}{\delta y}(hu_y) = 0 \quad (3.34)$$

Avec u_x et u_y , les composantes en x et en y de la vitesse de l'écoulement. L'équation (3.34) signifie que la masse présente dans une cellule donnée ne varie au cours du temps (premier terme) qu'en fonction du flux de masse qui entre ou qui sort de la cellule par advection, respectivement en x et en y (second et troisième termes). Autrement dit, la masse se déplace d'une cellule à l'autre mais est conservée.

Les équations générales de conservation du mouvement sous leur forme moyennée dans l'épaisseur s'écrivent quant à elles (Kelfoun et Druitt, 2005):

$$\underbrace{\frac{\delta}{\delta t}(hu_x)}_1 + \underbrace{\frac{\delta}{\delta x}(hu_x^2)}_2 + \underbrace{\frac{\delta}{\delta y}(hu_x u_y)}_3 = \underbrace{gh \sin \alpha_x}_4 - \underbrace{\frac{1}{2} k_{actpass} \frac{\delta}{\delta x}(gh^2 \cos \alpha)}_5 + \underbrace{\frac{T_x}{\rho_e}}_6 \quad (3.35)$$

$$\frac{\delta}{\delta t}(hu_y) + \frac{\delta}{\delta x}(hu_x u_y) + \frac{\delta}{\delta y}(hu_y^2) = gh \sin \alpha_y - \frac{1}{2} k_{actpass} \frac{\delta}{\delta y}(gh^2 \cos \alpha) + \frac{T_y}{\rho_e} \quad (3.36)$$

(3.35) et (3.36) sont de la même forme car elles décrivent simplement la conservation du mouvement en x et en y dans le système. Commentons par exemple l'équation (3.35). Le terme 1 représente la variation de la quantité de mouvement présent dans la cellule à un temps t pour une épaisseur (donc une masse) donnée. Les termes 2 et 3 prennent en compte la quantité de mouvement apporté ou enlevé au système en x et en y par les cellules voisines (autrement dit, le flux de mouvement). A la différence de la masse, la quantité de mouvement peut être créée ou dissipée au cours de la mise en place des écoulements, ce qui explique que la somme des termes de gauche de l'équation (3.35) n'est pas nulle. La création ou la perte de mouvement est ainsi autorisée par les termes de droite de (3.35), qui prennent en compte 1) l'effet de la gravité, *via* la composante motrice du poids de l'écoulement (terme 4), 2) l'accélération liée au gradient de pression interne de l'écoulement (terme 5), qui a tendance à le faire s'étaler sous son propre poids et qui dépend du volume h^2 de l'écoulement, de la pente du substrat, et du coefficient de pression $k_{actpass}$ (qui représente le ratio entre les contraintes internes de l'écoulement parallèles ou normales au substrat, la pression à l'intérieur des écoulements pouvant être anisotrope ; Iverson et Denlinger, 2001 ; Kelfoun et Druitt, 2005) et 3) la contrainte de cisaillement basale T de l'écoulement sur son substrat (terme 5), qui dépend de sa rhéologie (voir 3.2.C).

Ce système d'équation de conservation est clos grâce à l'ajout 1) de conditions initiales (ex : répartition des masses au début de la simulation), 2) de conditions aux limites (ex : topographie) et 3) des équations constitutives du modèle, qui décrivent les relations entre les différentes grandeurs

physiques présentes dans le système (ex : rhéologie des écoulements). Le code VolcFlow résout les équations de conservations de façon eulérienne explicite (Kelfoun et Druitt, 2005). L'analyse eulérienne consiste à étudier le comportement d'un écoulement qui se déplace le long d'une grille fixe, et à déterminer ses caractéristiques physiques à un temps et un endroit donnés (Fig. 3.8). La résolution de la grille du modèle (taille de la maille) est définie par l'utilisateur et conditionne en grande partie le temps de calcul. Le schéma de calcul explicite signifie quant à lui que les équations sont résolues pour chaque pas de temps du modèle.

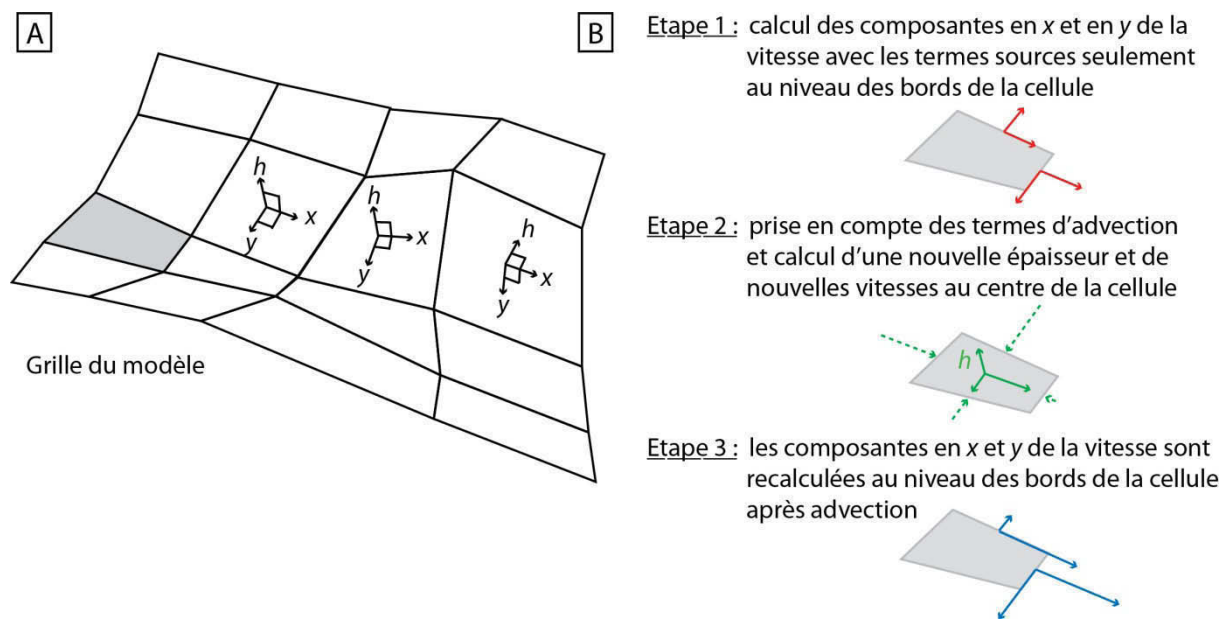


Fig. 3.8 : (A) Exemple simplifié de la surface numérique sur laquelle se déplace l'écoulement. Celle-ci est composée de cellules repérées dans un système de coordonnées lié à la topographie, avec x et y parallèles à la surface locale du sol et h perpendiculaire à celui-ci. (B) Illustration des différentes étapes de la séquence de calcul simplifiée de la vitesse et de l'épaisseur de l'écoulement au niveau d'une cellule du modèle.

Lors de la séquence de calcul, les grandeurs scalaires (épaisseur de l'écoulement et altitude du substrat) et la vitesse moyenne de l'écoulement sont calculées au milieu des cellules, tandis que les grandeurs vectorielles (vitesse, flux de matière et quantité de mouvement) et l'épaisseur moyenne de l'écoulement entre deux cellules sont calculées au niveau de leur bordure. Le détail de cette séquence de calcul, résumé dans la figure 3.8, est donné par Kelfoun et Druitt (2005). Afin d'évaluer la précision du modèle, ces mêmes auteurs ont comparé les résultats numériques obtenus avec VolcFlow à des résultats analytiques simples. Ces derniers ont été très précisément reproduits par le code, ce qui souligne la pertinence d'utiliser VolcFlow pour la simulation numérique d'écoulements géophysiques.

3.3.A.b Interface graphique et fichier source

Lors de l'initialisation de l'interface graphique de VolcFlow (qui s'ouvre *via* la fenêtre de commande de Matlab®), il est demandé à l'opérateur de choisir un fichier source, qui sera utilisé pour la simulation. Une fois ce fichier chargé, l'interface graphique résume alors tous les choix de simulation faits par l'opérateur (type de rhéologie, grandeurs physiques du modèle, etc.) et permet de vérifier ces paramètres avant de lancer une simulation (Fig. 3.9).

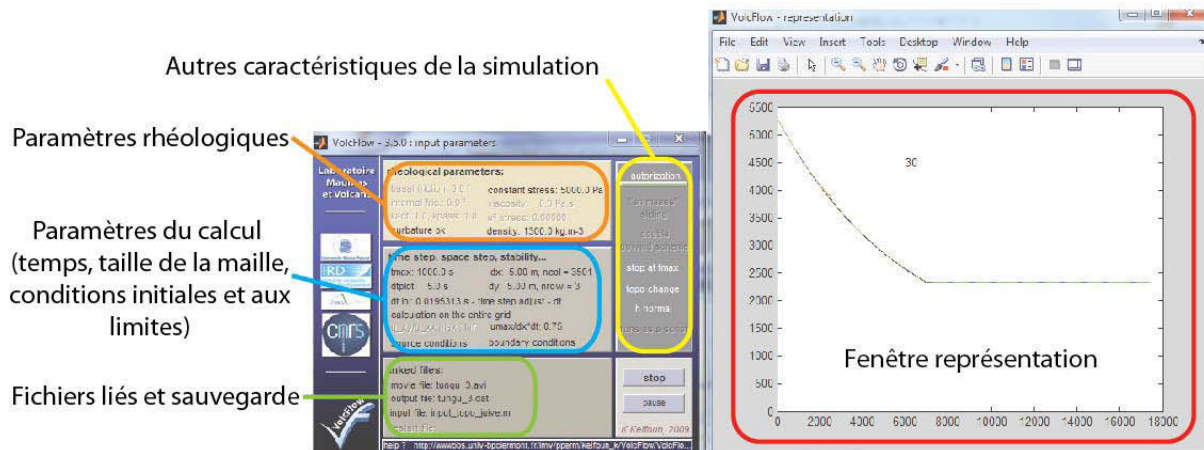


Fig. 3.9 : Interface graphique de VolcFlow (à gauche) et fenêtre de représentation (à droite) au cours d'une simulation numérique.

La fonction « représentation » de l'interface graphique permet d'ouvrir une fenêtre dans laquelle sera chargée la visualisation graphique de la simulation. Dans la plupart des cas, c'est la topographie de l'édifice qui sera chargée dans la fenêtre de représentation afin de suivre la progression de l'écoulement au cours de la simulation. Il est cependant possible de visualiser l'évolution de n'importe quelle grandeur dans cette fenêtre, comme par exemple des courbes de vitesse ou de volume de l'écoulement. VolcFlow permet aussi de représenter la topographie sous la forme de projections planes, qui ont été largement utilisées dans cette étude afin de s'affranchir des problèmes visuels d'échelle. L'épaisseur de la couche affouillable est en effet faible par rapport aux dimensions de l'édifice volcanique et une représentation plane de la topographie permet de suivre précisément son évolution au cours du temps pendant les simulations.

Dans le détail, le fichier source utilisé par VolcFlow rassemble toutes les grandeurs et caractéristiques physiques nécessaires au code pour résoudre les équations de conservation de la masse et du mouvement des écoulements moyennés verticalement. La rhéologie choisie, les caractéristiques des écoulements (masse volumique, volume, temps d'alimentation, etc.) et les paramètres du modèle (pas de temps des calculs, taille de la maille numérique, etc.) apparaissent

dans le fichier source, dont un exemple annoté est donné en *Annexes 5* de ce mémoire. Différents scénarios de mise en place des écoulements peuvent aussi facilement être testés par l'opérateur, en changeant les paramètres initiaux dans le fichier source. D'autres fichiers sont liés au fichier source (comme par exemple la représentation), qui peut aussi faire appel à des fichiers externes, comme par exemple la topographie, qui est directement chargée à partir d'un modèle numérique de terrain (ou MNT) du volcan. La couche affouillable est elle aussi chargée à partir d'un fichier lié, après que son profil d'équilibre sur une topographie donnée a été calculé en utilisant l'équation (3.3) de la *section 3.2.B.b*. La distance horizontale d_x utilisée pour déterminer la stabilité de la couche affouillable correspond alors à la taille minimale des cellules numériques du modèle, définies dans le fichier source. La loi d'érosion développée dans cette étude est elle aussi appelée en tant que fichier externe, et son intégration dans le code VolcFlow va être discutée dans la section suivante.

3.3.A.c Intégration des équations d'érosion

Le fichier d'érosion lié au fichier source a pour but d'intégrer les équations d'érosion développées dans le cadre de cette thèse au code VolcFlow, et doit donc décrire comment se calcule le taux d'érosion E à partir des paramètres physiques du modèle. Un exemple annoté de fichier d'érosion est présenté en *Annexe 6* de ce mémoire. Les caractéristiques physiques de la couche affouillable (*voir 3.2.A* ou tableau 3.1 pour un rappel sur les variables), ainsi que la valeur de l'angle de friction basal apparent maximal φ_{\max} des écoulements plastiques sont précisées dans ce fichier.

Le taux d'érosion E dépend du bilan des forces externes agissant sur une particule de la couche affouillable et des propriétés intrinsèques de cette particule (*voir 3.2.E*). E est calculé au niveau de chaque cellule numérique du modèle, et pour chaque pas de temps dt , en fonction des paramètres physiques de la simulation et des équations détaillées dans les sections précédentes de ce mémoire. E représente une quantité de matière (potentiellement nulle) incorporée à l'écoulement au cours du temps, ce qui signifie qu'un gain de masse est possible pour ce système. La masse ne fait donc pas que se déplacer comme c'est le cas dans l'équation de conservation présentée en (3.34). Un terme d'échange de masse doit alors être ajouté à l'équation de conservation de la masse, afin d'autoriser le gain de matière lié à un taux d'érosion non-nul. L'équation (3.34) doit donc être modifiée en conséquence, et s'écrit :

$$\frac{\delta h}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x}(hu_x) + \frac{\delta}{\delta y}(hu_y) = \frac{E \times \rho_p}{\rho_e} \quad (3.37)$$

L'ajout de matière au système est pris en compte au moment du calcul des termes d'advection pour une cellule donnée (*voir Fig. 3.8*), et permet de recalculer l'épaisseur moyenne de l'écoulement au centre de la cellule en question. Cette nouvelle épaisseur (dans laquelle l'érosion est

prise en compte) est réintroduite dans les équations de conservation du mouvement qui vont automatiquement répercuter le changement : les équations de conservation du mouvement (3.35) et (3.36) de VolcFlow n'ont donc pas besoin d'être modifiées pour que l'expression de E , et donc le caractère érosif des écoulements, soit prise en compte.

3.3.B. Evaluation des équations d'érosion: tests dynamiques

Une fois les équations d'érosion intégrées au code VolcFlow, la vitesse et l'épaisseur des écoulements sont déterminées par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement du modèle. A l'inverse des tests « statiques », où un seul paramètre (fixé par l'opérateur) est testé à la fois, plusieurs paramètres évoluent en même temps et de manière indépendante (uniquement contrôlés par les équations de conservation) au cours des simulations numériques dynamiques. L'écoulement est ainsi capable d'accélérer, de ralentir, de s'épaissir ou de s'amincir de manière dynamique (c'est à dire au cours de sa mise en place), ce qui a des conséquences sur le patron d'érosion associé.

Il est important de noter ici que les équations d'érosion développées dans cette étude ne comportent que très peu de paramètres peu ou pas évalués, ce qui limite les choix arbitraires et/ou empiriques, et renforce la confiance dans les résultats numériques. La plupart des paramètres utilisés sont en effet déterminés à partir des données texturales et sédimentologiques, ou issus d'études antérieures (tableau 3.2).

Les simulations dynamiques ont été réalisées en 2 dimensions, puis en 3 dimensions, sur des topographies extraites de modèles numériques de terrain du Tungurahua, et qui seront détaillées dans la section suivante. Les conditions d'alimentation des écoulements pyroclastiques ont été modélisées de manière à être le plus proche possible du cas naturel de l'éruption de 2006 du Tungurahua (*voir 3.3.C.b*). Les simulations numériques permettent de suivre la dynamique de mise en place des écoulements, l'extension des dépôts, et le développement du patron d'érosion. Ces résultats pourront ainsi être comparés aux cas naturels pour évaluer la pertinence des modèles et évaluer l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements (et donc sur l'aléa associé).

3.3.C. Simulation des écoulements pyroclastiques de 2006 du Tungurahua

3.3.C.a *Topographie du volcan*

La topographie du Tungurahua a fait l'objet d'une discussion complète dans le premier chapitre de ce mémoire. En résumé, l'édifice récent (le Tungurahua III) peut être divisé en trois ensembles structurellement distincts : 1) le cône supérieur, caractérisé par des pentes fortes (35-50°) et un réseau de drainage frustré 2) le cône intermédiaire, caractérisé par des pentes qui

s'adouciennent pour passer de 30-35° jusqu'à 20° et un réseau de drainage composé de ravines bien individualisées et 3) le cône inférieur, caractérisé par des pentes relativement faibles de 10-20° entaillées par un réseau de profondes ravines, sauf dans la zone de Juive Grande qui est dépourvue de ravine principale et où le cône inférieur s'apparente à une large zone d'épandage.

Les données de terrain utilisées pour évaluer la justesse du modèle numérique donnent le patron d'érosion des écoulements à l'échelle du volcan, et le but des simulations numériques est ainsi de décrire ce comportement au premier ordre. La topographie naturelle du volcan est extraite du modèle numérique de terrain (MNT) à 10 m de l'IG-EPN. Or, de nombreux effets micro-topographiques peuvent brouter les résultats de simulations, et rendent le MNT peu adapté à la problématique définie. Afin de s'affranchir de ce biais et de ne mettre en avant que les mécanismes d'érosion au premier ordre, nous avons donc choisi d'utiliser une fonction mathématique reproduisant les caractéristiques principales des pentes du Tungurahua comme la topographie 2D pour les simulations numériques (Fig. 3.10). Une fonction exponentielle est celle qui ajuste au mieux le profil topographique issu du MNT à 10 m du volcan (Fig. 3.10).

De plus, il est important de noter que le Tungurahua est encerclé à sa base par des falaises du socle métamorphique et des reliefs de plusieurs centaines de mètres de haut qui bloquent les écoulements pyroclastiques lorsqu'ils débouchent des ravines (*voir Chapitre 1 ou section 3.5.C*). Afin de quantifier l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements, il est donc nécessaire de s'affranchir de l'effet de ces barrières topographiques qui contraignent les écoulements pour mesurer leurs distances de parcours sans obstacles. Pour cela, une plaine d'épandage théorique horizontale, ou possédant une pente de 10°, a été ajoutée à la base du volcan pour les simulations numériques.

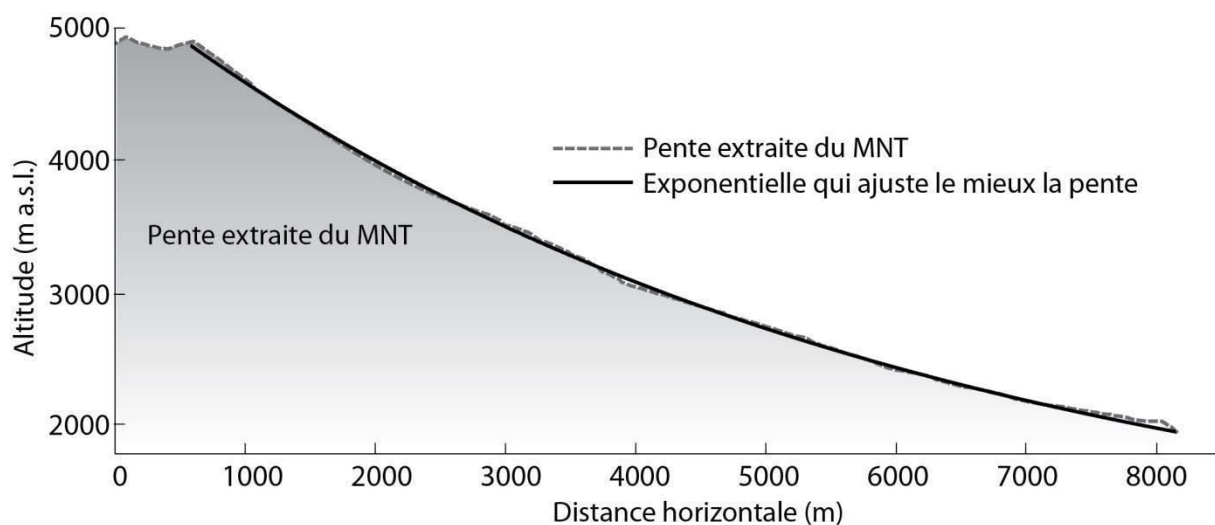


Fig. 3.10 : Pente topographique « réelle » du Tungurahua en pointillés (extraite du MNT à 10m de l'IGEPN) et graphe de l'équation mathématique exponentielle ajustant le mieux la topographie en trait continu.

3.3.C.b Conditions d'alimentation et volume initial

Les conditions d'alimentation des écoulements pyroclastiques de l'éruption de 2006 du Tungurahua sont discutées par *Kelfoun et al. (2009)*, *Hall et al. (2013)* et *Douillet et al. (2013a)*. D'après *Kelfoun et al. (2009)* et *Douillet et al. (2013a)* les écoulements sont issus d'effondrements gravitationnels répétés de matériel pyroclastique à haute température (bombes, scories et cendres) accumulé autour du cratère au cours d'une phase intense de fontaines de lave (près de 1000 m de hauteur, Fig. 1.19). La présence d'un agglutinat de bombes (ou « cône de spatter »), dont les restes étaient encore bien visibles après l'éruption (Fig. 1.19), et la composition en juvénile des dépôts (bombes et fragments de bombes scoriacées) sont en accord avec cette hypothèse. *Hall et al. (2013)* parlent d'effondrement de fontaine de lave depuis des hauteurs faibles (quelques centaines de mètres), ce qui est compatible avec le mécanisme proposé par *Kelfoun et al. (2009)*. Des déstabilisations régulières de l'agglutinat et/ou des variations dans l'intensité de la fontaine de lave au cours du paroxysme entraînent la formation de pulses d'écoulements pyroclastiques, en accord avec les observations visuelles et les enregistrements géophysiques effectués pendant l'éruption (*Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013*). Les rapports d'observations de l'IG-EPN ne mentionnent aucune explosion latérale ni aucun phénomène d'effondrement de colonne éruptive de grande ampleur pendant toute la durée de l'éruption. Le matériel juvénile à l'origine des écoulements pyroclastiques est donc stocké plus ou moins longtemps dans un cône d'agglutinats avant de se déstabiliser. La vitesse initiale des écoulements peut donc raisonnablement être fixée comme nulle.

Le volume de matériel juvénile lors des simulations peut être déduit des bilans de matière présentés dans le second chapitre de ce mémoire et des études antérieures (*Kelfoun et al., 2009 et Hall et al., 2013*). Des volumes initiaux de produits juvéniles de l'ordre de 10^5 m^3 par écoulement représentent une bonne approximation de la réalité. Pour les simulations numériques en 2D, la maille du modèle en x et y est de 5 m, ce qui signifie que l'écoulement est modélisé seulement sur 5 m de large, et que le volume doit être ajusté en conséquence. Dans le détail, deux cellules « miroirs » sont présentes de part et d'autre de la cellule dans laquelle se déplace l'écoulement de manière à annuler les effets de bordures. Une largeur de 15 m d'écoulement est donc prise en compte dans les simulations 2D. En considérant que les vallées ayant drainé les écoulements font ≈ 50 m de large en moyenne (ce qui est compatible avec les mesures de terrain, voir *Chapitre 2*), cela signifie que le volume total d'un écoulement doit être divisé par $\approx 3-4$ dans les simulations numériques 2D, afin de s'adapter à la largeur de vallée modélisée. Des volumes de $3 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ ou de $9 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ ont été utilisés lors des simulations 2D de manière à documenter le comportement d'écoulements 3D de faible ($\approx 1 \cdot 10^5 \text{ m}^3$) et de fort ($\approx 3 \cdot 10^5 \text{ m}^3$) volumes. Ces quantités de matériel juvénile sont relâchées d'un coup (en 1 s) ou progressivement (60 s) de manière à simuler différentes intensités de l'alimentation.

3.4. Résultats

Cette section présente l'ensemble des résultats numériques obtenus dans le cadre de cette thèse. Différents modèles (résumés dans le tableau 3.3) ont été testés en statique puis en dynamique afin de déterminer si le patron d'érosion naturel peut être reproduit avec les lois d'érosions définies ici, et en fonction des hypothèses faites sur le degré de fluidité et la rhéologie des écoulements.

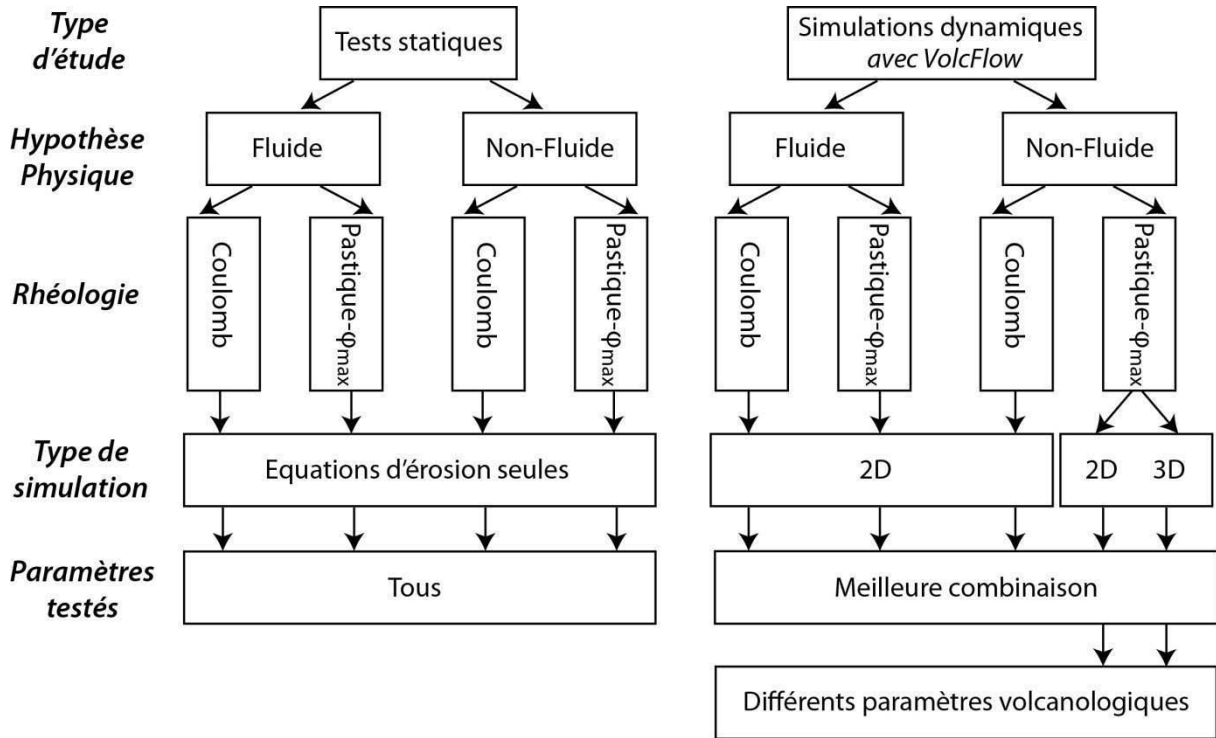


Tableau 3.3 : Bilan des modèles physiques et rhéologiques d'écoulements érosifs testés dans le cadre de cette thèse. Les différentes combinaisons de paramètres sont définies à partir des valeurs naturelles estimées (voir tableau 3.2). Les tests statiques portent sur les équations avant leur intégration à VolcFlow.

Les résultats des tests statiques des équations d'érosion sont tout d'abord présentés afin de mettre en évidence leur comportement. Les résultats des simulations numériques effectuées avec VolcFlow (voir 3.3.A) pour les deux modèles physiques considérés (écoulements fluides et non-fluides) et les deux rhéologies investiguées sont ensuite détaillés. Les résultats statiques ou dynamiques sont comparés au patron d'érosion naturel déterminé dans le *second Chapitre* de ce mémoire afin d'évaluer la justesse des modèles. Une fois le comportement des équations d'érosion mis en évidence, le modèle le plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel sera utilisé pour déterminer l'influence de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques.

3.4.A. Comportement statique de la loi d'érosion

Dans ce qui suit, le taux d'érosion E des écoulements est exprimé en fonction de la valeur de l'angle de la pente topographique locale pour chacun des paramètres intervenant dans les équations

d'érosion, afin que les résultats puissent être comparés au cas naturel, qui montre que l'érosion est principalement active sur des pentes fortes ($> \approx 25^\circ$). Notons que les angles de pentes $> 45-50^\circ$ sont irréalistes sur le volcan Tungurahua mais permettent d'étudier l'ensemble du comportement des équations d'érosion, et ont donc été conservés pour les tests effectués ici. Les paramètres sont testés dans des gammes de valeurs définies dans la *section 3.2.F* de ce chapitre, et déterminés à partir des données texturales du *Chapitre 2*, ainsi qu'à l'aide d'études précédentes (voir tableau 3.2). Lorsqu'un paramètre donné est testé, les autres paramètres sont fixes et possèdent des valeurs « génériques » (voir tableau 3.2). Cette démarche permet de mettre en évidence l'influence de chacun des paramètres du modèle sur le taux d'érosion.

3.4.A.a Cas d'un écoulement fluide

Le modèle fluide fait l'hypothèse que l'écoulement en contact avec le sol est un fluide homogène dans lequel la taille des clastes est négligeable, et qui est par conséquent capable de remplir l'espace inter-granulaire entre les particules de la couche affouillable. Une force de flottabilité (provoquée par la poussée d'Archimède) s'exerce alors sur les particules (voir 3.2.D.b). Les résultats du modèle fluide seront présentés pour les rhéologies Coulomb et plastique- ϕ_{\max} .

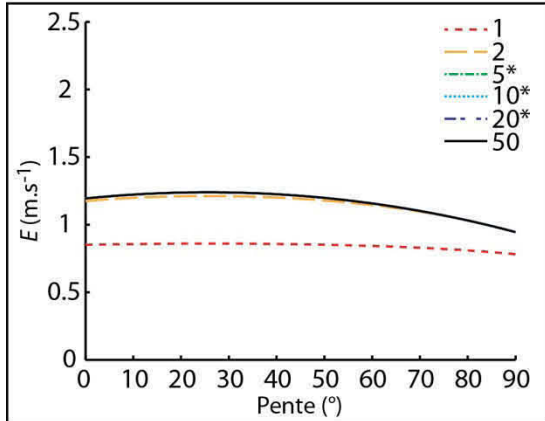
- **Rhéologie Coulomb**

La figure 3.11 présente les variations statiques du taux d'érosion E en fonction de la pente, pour des écoulements Coulomb entièrement fluides, et pour chacun des paramètres contrôlant les équations d'érosion.

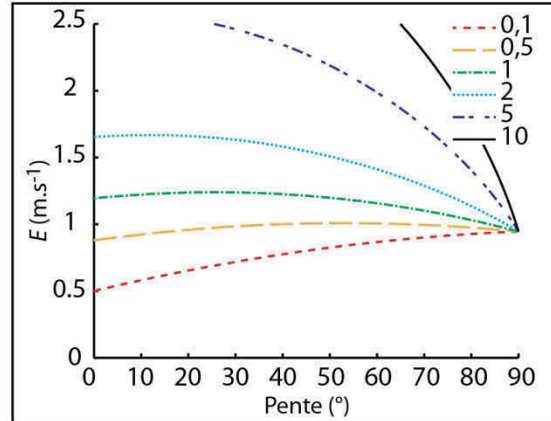
Ces résultats montrent que la vitesse de l'écoulement n'a que peu d'influence sur le taux d'érosion (Fig. 3.11a). L'écoulement atteint rapidement un seuil au-delà duquel E ne varie plus avec v_f . Pour des tailles de particules réalistes ($r = 0,05$ m), ce seuil est atteint pour des vitesses supérieures à quelques mètres par seconde seulement (Fig. 3.11a). Au-delà d'une vitesse donnée, la particule est systématiquement incorporée avant d'avoir atteint la vitesse de l'écoulement : le cas où $t_i < t_j$ de l'équation (3.32) est toujours vérifié. L'équation (3.28) indique alors que le temps d'érosion ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement.

Des écoulements épais possèdent une capacité érosive plus importante que des écoulements fins (Fig. 3.11b). Dans l'hypothèse d'un écoulement Coulomb fluide, l'épaisseur h de l'écoulement ne joue que sur l'expression de la force liée au cisaillement basal T_F (voir eq. 3.6, *section 3.2.D.b* et Fig. 3.7) : plus h est important, plus T_F augmente. T_F étant une force motrice, plus elle est forte, plus la capacité érosive des écoulements est importante, ce qui explique l'augmentation de E pour des écoulements épais (Fig. 3.11b).

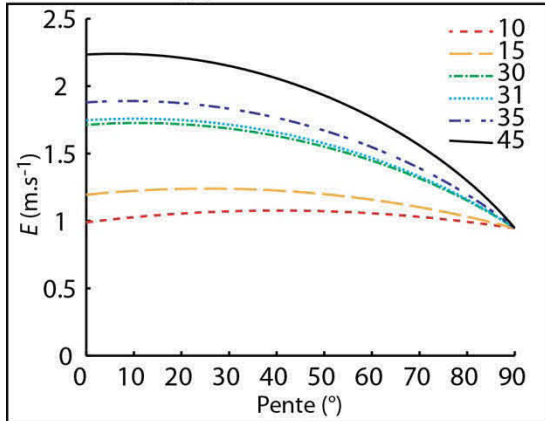
(a) Vitesse de l'écoulement ($m \cdot s^{-1}$)



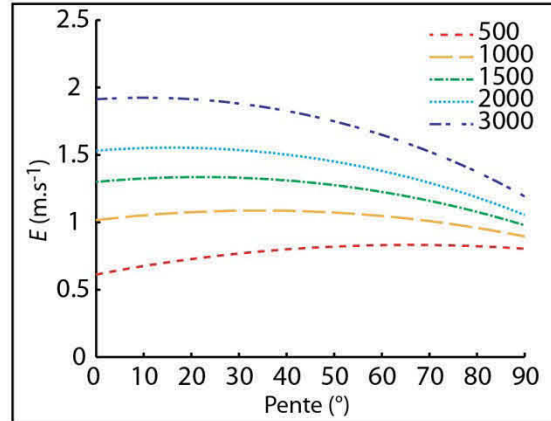
(b) Epaisseur de l'écoulement (m)



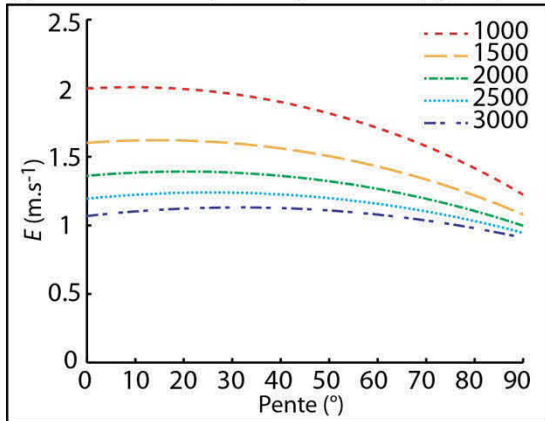
(c) Valeur de φ_{bed} ($^{\circ}$)



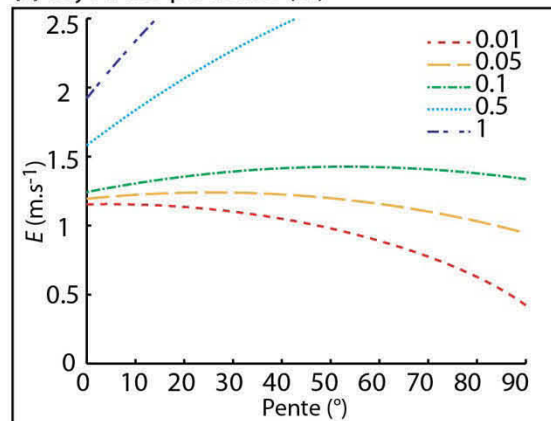
(d) Masse volumique de l'écoulement ($kg \cdot m^{-3}$)



(e) Masse volumique des particules ($kg \cdot m^{-3}$)



(f) Rayon des particules (m)



(g) Cohésion C de la couche érodable (kPa)

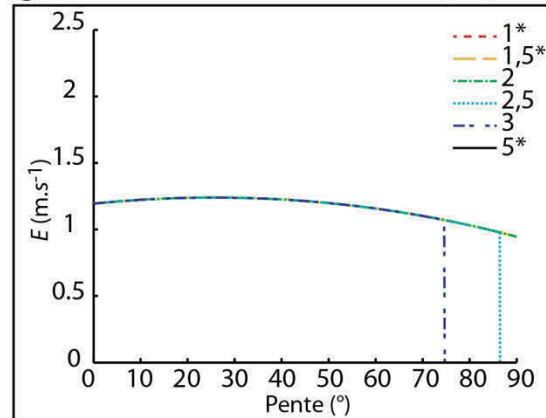


Fig. 3.11

Fig. 3.11 (page précédente) : Taux d'érosion E en fonction de la pente locale α du substrat pour les différents paramètres présents dans les équations d'érosion, dans le cas d'un modèle fluide et pour une rhéologie Coulomb. (*) Indique des courbes superposées à celle définie par la plus forte valeur testée.

L'angle α de la pente joue aussi sur l'expression de T_F , ainsi que sur les expressions de la composante motrice W du poids de la particule (eq. 3.19) et des forces résistantes R (eq. 3.20). T_F et R sont d'autant plus fortes que la pente est faible (car exprimées en fonction du cosinus de son angle α), tandis que l'effet de W diminue sur des pentes faibles (car exprimé en fonction du sinus α). L'effet de la pente sur le taux d'érosion dépend donc de la balance entre T_F (qui dépend de h), R et W (qui dépend des caractéristiques intrinsèques des particules). Pour de très faibles épaisseurs d'écoulement ($\leq 0,1$ m), R l'emporte sur T_F , et E diminue avec une diminution de la pente (Fig. 3.11b). Pour des épaisseurs d'écoulement plus réalistes ($> 0,5$ m), T_F l'emporte sur R et l'érosion augmente à mesure que l'on se déplace des pentes fortes vers les pentes faibles (Fig. 3.11b). De la même manière que l'épaisseur, l'angle de friction basal φ_{bed} de l'écoulement joue sur la valeur de la force liée au cisaillement T_F : plus φ_{bed} est important, plus T_F augmente, ce qui se traduit par une capacité érosive accrue (Fig. 3.11c).

Tout comme la pente locale α , les masses volumiques de l'écoulement et des particules jouent sur les expressions mathématiques de plusieurs forces, ayant parfois un effet opposé sur le système modélisé. C'est donc la balance de ces différentes forces qu'il convient de quantifier. La masse volumique ρ_e de l'écoulement joue à la fois sur les équations de T_F (eq. 3.6), de la flottabilité F_b (eq. 3.18), de W (eq. 3.19) et de R (eq. 3.20). Une augmentation de ρ_e se traduit par une plus forte force de flottabilité, un plus fort cisaillement basal et un effet de W et R plus faible. F_b et T_F étant motrices, le taux d'érosion sera donc plus fort pour des écoulements possédant les masses volumiques les plus importantes (Fig. 3.11d). La masse volumique ρ_p des particules et leur rayon r jouent dans les expressions de F_b , W , et R . Des particules possédant une masse volumique ρ_p faible par rapport à celle de l'écoulement présentent un poids et une résistance faibles (eqs. 3.19 et 3.20). Elles sont alors plus facilement remobilisées, ce qui se traduit par des taux d'érosion plus importants (Fig. 3.11e). Une augmentation du rayon r des particules se traduit par des forces F_b et W fortes par rapport à R , ce qui entraîne un taux d'érosion plus fort pour des particules grossières (Fig. 3.11f). La cohésion interne C de la couche érodable permet l'érosion lorsque $C < (T_F + W + F_b - R)$ et annihile celle-ci lorsque $C > (T_F + W + F_b - R)$. C représente donc un seuil, ce qui explique les brusques variations du taux d'érosion observées sur la figure 3.11g. L'érosion est très sensible à la valeur de C choisie (Fig. 3.11g) : de faibles modifications de la cohésion interne de la couche érodable ($< 0,5$ kPa) provoquent des patrons d'érosion très différents, ce qui limite fortement la confiance que l'on peut avoir dans un modèle nécessitant une connaissance très précise de ce paramètre C .

Pour des valeurs réalistes des différents paramètres testés (voir tableau 3.2) le taux d'érosion E d'un écoulement fluide est compris entre 1 et $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (Fig. 3.11). Les différentes combinaisons de paramètres testées montrent aussi que le modèle fluide autorise l'érosion quelle que soit la pente sur laquelle l'écoulement se met en place. Cette capacité érosive très importante n'est pas compatible avec le patron d'érosion naturel des écoulements mis en évidence au *Chapitre 2*.

- **Rhéologie plastique- φ_{\max}**

La figure 3.12 présente les variations statiques du taux d'érosion E en fonction de la pente pour les différents paramètres contrôlant les équations physiques du modèle dans le cas d'écoulements plastiques- φ_{\max} fluides.

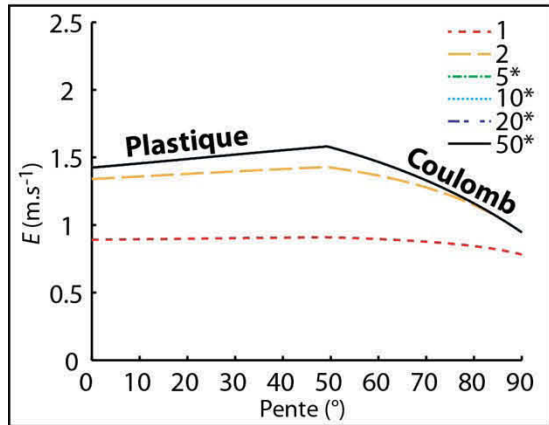
Les courbes du taux d'érosion associées à une rhéologie plastique- φ_{\max} sont caractérisées par une rupture de pente (Fig. 3.12a) qui marque le moment où l'angle de friction basal apparent d'un écoulement (*voir 3.2.C.b*) dépasse la valeur maximale autorisée φ_{\max} et est corrigé par l'équation (3.12). Le fonctionnement de la rhéologie plastique- φ_{\max} est bien illustré sur la figure 3.12b : pour une contrainte T_0 donnée, l'angle de friction basal apparent d'un écoulement de 1 m d'épaisseur dépasse la valeur φ_{\max} sur des pentes supérieures à 50° . La contrainte basale de l'écoulement est alors corrigée par l'équation (3.12) et son comportement mime celui d'un écoulement Coulomb possédant un angle de friction basal égal à la valeur de φ_{\max} . Des écoulements plus épais (10 m) n'atteignent l'angle limite φ_{\max} que pour des pentes très importantes ($> 85^\circ$). Pour des valeurs de T_0 réalistes, des écoulements extrêmement fins possèdent un angle de friction basal apparent largement supérieur à φ_{\max} et leur rhéologie est alors corrigée en conséquence (*voir 3.2.C.b*). Sur les différents graphiques de la figure 3.12, la partie des courbes à gauche de la rupture de pente correspond ainsi à une rhéologie purement plastique tandis que la partie droite des courbes est corrigée par la rhéologie plastique- φ_{\max} proposée dans ce mémoire, et correspond donc à une rhéologie Coulomb possédant un angle de friction basal $\varphi_{\text{bed}} = \varphi_{\max}$ (*voir eqs. 3.11 et 3.12*). Comme pour la rhéologie Coulomb, les écoulements plastiques- φ_{\max} atteignent rapidement un seuil au-delà duquel leur taux d'érosion ne dépend plus de la vitesse (Fig. 3.12a, *voir eq. 3.32*). Dans l'hypothèse d'un écoulement fluide possédant une rhéologie purement plastique, l'épaisseur h ne joue pas dans le bilan des forces (*voir eqs. 3.7, 3.18, 3.19 et 3.20*). Des angles de pente forts renforcent ainsi R par rapport à W et diminuent donc le taux d'érosion. Avec une rhéologie plastique- φ_{\max} , h a un impact sur le taux d'érosion uniquement dans les cas où l'angle de friction basal apparent de l'écoulement est supérieur à φ_{\max} , i.e. corrigé par l'équation (3.12). Dans ce cas, le comportement de l'écoulement est frictionnel et la force liée au cisaillement basal T_F dépend de l'épaisseur : plus h est important, plus T_F est forte, favorisant l'érosion pour une pente donnée (Fig. 3.12a).

L'angle α de la pente joue sur l'expression des forces résistantes R et de la composante motrice du poids W des particules. R est exprimée en fonction du cosinus de la pente, qui est d'autant plus fort que la pente est faible tandis que W dépend de son sinus, dont la valeur diminue à mesure que la pente diminue. Dans le cas où l'angle de friction basal apparent de l'écoulement est inférieur à φ_{max} (c'est à dire dans le cas où la rhéologie est purement plastique), le passage de l'écoulement sur de faibles pentes a donc tendance à stabiliser les particules, ce qui se voit bien pour l'ensemble des paramètres de la figure 3.12, où E diminue sur des pentes faibles. Dans le cas où l'angle de friction basal apparent de l'écoulement est supérieur à φ_{max} , la contrainte de cisaillement à la base de l'écoulement se renforce avec des angles de pente qui diminuent, ce qui explique l'augmentation de E pour une diminution de α dans la partie droite des courbes de la figure 3.12.

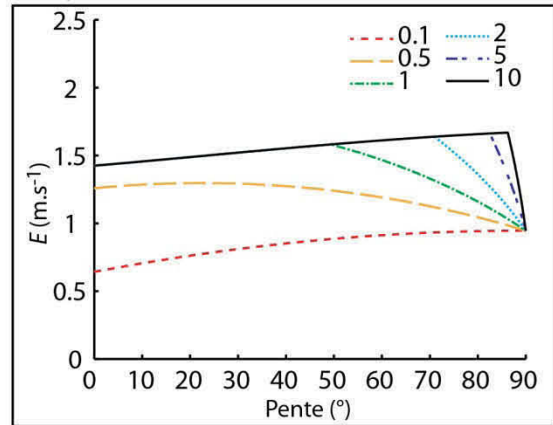
La valeur du seuil de plasticité T_0 modifie l'angle de friction basal apparent φ_{app} des écoulements (eq. 3.9) et détermine donc, pour tout autre paramètre fixé, le moment où φ_{app} devient supérieur à φ_{max} (Fig. 3.12c). Plus T_0 est important, plus le taux d'érosion est fort et plus φ_{app} doit être corrigé sur des pentes faibles pour une épaisseur d'écoulement h donnée (Fig. 3.12c). Des angles φ_{max} importants se traduisent par un taux d'érosion plus fort (Fig. 3.12d) car l'écoulement est autorisé à frotter avec un angle plus important sur la couche affouillable. Des variations de la masse volumique ρ_e de l'écoulement, ou de la masse volumique ρ_p et du rayon r des particules, ont le même effet sur E avec une rhéologie plastique- φ_{max} qu'avec une rhéologie Coulomb. Une masse volumique plus importante augmente la valeur de la flottabilité F_b , ce qui se traduit par une capacité érosive plus importante (Fig. 3.12e). Une augmentation du rayon r des particules se traduit par des forces F_b et W fortes par rapport à R , ce qui entraîne un taux d'érosion plus fort (Fig. 3.12f). Des particules plus massives possèdent un poids plus important qui a tendance à les retenir au sol (en augmentant R), ce qui se traduit par des taux d'érosion plus faibles (Fig. 3.12g).

Tout comme pour la rhéologie Coulomb, l'influence de la cohésion interne C de la couche érodable sur E est très seuillée (Fig. 3.12h): elle permet l'érosion lorsque $C < (T_F + W + F_b - R)$ et annule celle-ci lorsque $C > (T_F + W + F_b - R)$. E est très sensible à la valeur de C . La figure 3.12h montre qu'il existe une fenêtre de valeurs ($C = 6 \pm 0,1$ kPa avec les valeurs génériques des paramètres) pour laquelle l'érosion est possible uniquement sur des pentes $\geq 28^\circ$, ce qui est compatible avec le patron d'érosion naturel défini dans le second chapitre de ce mémoire. Cependant, de faibles variations de la valeur de la cohésion ($< 0,5$ kPa) provoquent des patrons d'érosion très différents, et non-compatibles avec le cas naturel. Or, la cohésion des terrains naturels peut varier de manière importante en fonction du type de terrain, de particules ou encore du degré d'humidité. La forte sensibilité du taux d'érosion vis-à-vis de ce paramètre, et la dépendance du modèle qui en résulte, limitent la confiance que l'on peut avoir dans une érosion basée sur une valeur trop précise de C .

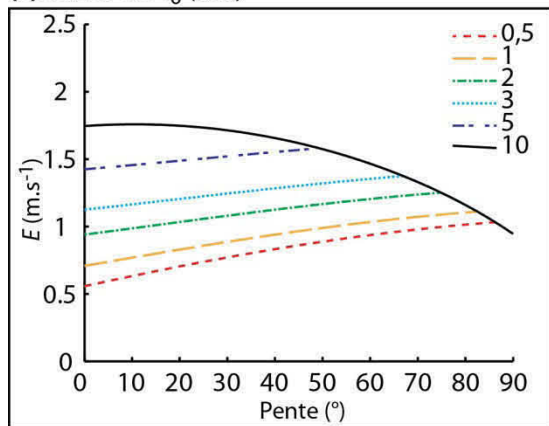
(a) Vitesse de l'écoulement ($m \cdot s^{-1}$)



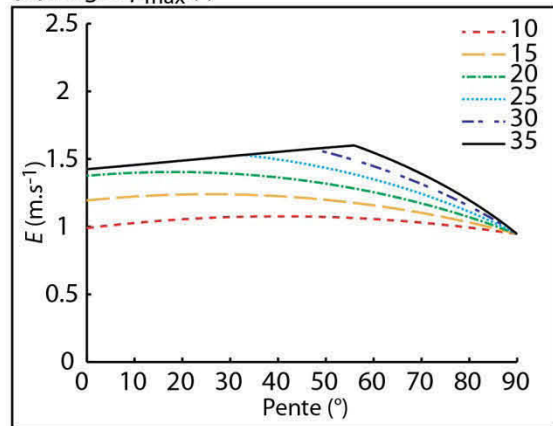
(b) Epaisseur de l'écoulement (m)



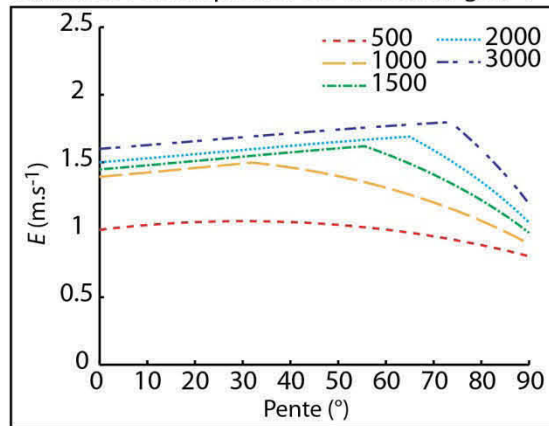
(c) Valeur de T_0 (kPa)



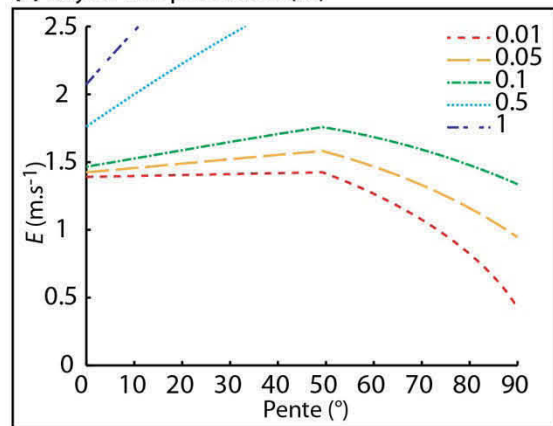
(d) Angle φ_{max} (°)



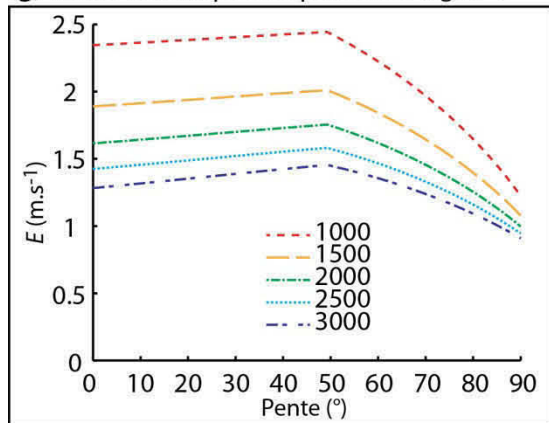
(e) Masse volumique de l'écoulement ($kg \cdot m^{-3}$)



(f) Rayon des particules (m)



(g) Masse volumique des particules ($kg \cdot m^{-3}$)



(h) Cohésion C de la couche érodable (kPa)

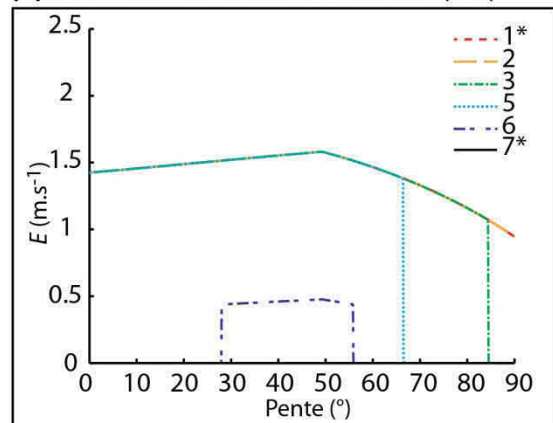


Fig. 3.12

Fig. 3.12 (page précédente) : Taux d'érosion E en fonction de la pente du substrat pour les différents paramètres présents dans les équations d'érosion, dans le cas d'un modèle fluide et pour une rhéologie plastique- φ_{\max} . (*) Indique des courbes superposées à celle définie par la plus forte valeur testée ou aux axes.

Pour des valeurs de paramètres réalistes (tableau 3.2), le taux d'érosion d'écoulements plastiques- φ_{\max} fluides est compris entre 0,5 et 1,5 m.s⁻¹ en fonction de l'angle de la pente et l'érosion est possible sur l'ensemble du flanc du volcan (Fig. 3.12). Ce patron d'érosion numérique n'est pas compatible avec le patron d'érosion naturel des écoulements. La seule condition pour laquelle le modèle semble en mesure de reproduire le patron naturel d'érosion est de faire l'hypothèse que la couche érodable possède une cohésion interne C dont la valeur est précisément celle qui limite l'érosion sur des pentes $\geq 25^\circ$. Une telle situation semble cependant très improbable dans la nature, d'autant plus que les conditions propices à l'érosion sont alors très instables : si la valeur de C varie de plus de 0,1 kPa, les résultats ne reproduisent plus le patron d'érosion. Le modèle d'écoulement fluide avec une rhéologie plastique- φ_{\max} ne parvient donc pas à reproduire de manière satisfaisante le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques.

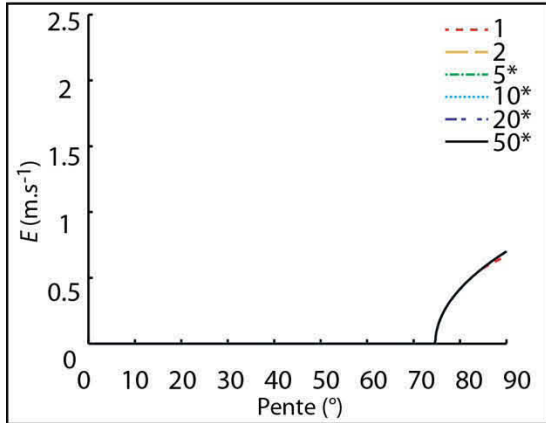
3.4.A.b Cas d'un écoulement non-fluidisé

L'écoulement glisse ici sur la surface de la couche affouillable et est incapable de percoler dans l'espace inter-particulaire. La flottabilité F_b est donc nulle (voir 3.2.D.a.) et la totalité du poids de l'écoulement s'applique sur les particules de la couche affouillable. La résistance R du substrat est alors fortement influencée par le poids de l'écoulement qui retient les particules en les « écrasant ».

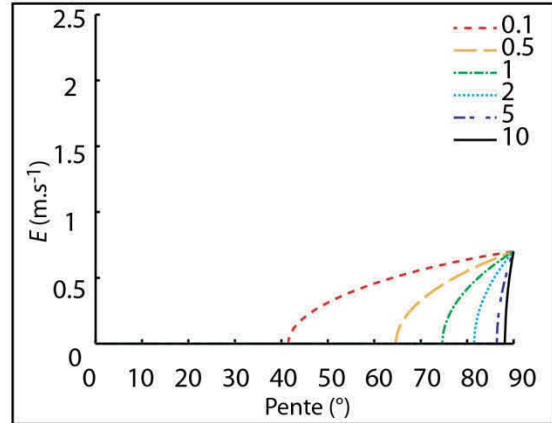
- **Rhéologie Coulomb**

La figure 3.13 présente les variations du taux d'érosion E en fonction de la pente du substrat pour différents paramètres d'écoulements Coulomb non-fluidisés. De manière générale, le passage d'un écoulement sur des particules reposant sur une pente faible a tendance à les stabiliser (Fig. 3.13). La force R est en effet exprimée en fonction du cosinus de l'angle α de la pente, qui est d'autant plus fort que la pente est faible, tandis que la composante motrice W du poids des particules dépend du sinus de α , qui diminue sur des pentes faibles. Même si avec une rhéologie Coulomb, l'expression de T_F est aussi exprimée via le cosinus de la pente, l'action combinée de l'écoulement et de la composante motrice du poids des particules (i.e. la somme $W+T_F$) n'est pas en mesure de surpasser l'action de R sur des faibles pentes, ce qui a pour effet de maintenir les particules en place. L'érosion est donc nulle. La vitesse de l'écoulement n'a que peu d'effet sur le taux d'érosion car, comme dans l'hypothèse fluide, le cas où $t_i < t_j$ de l'équation (3.32) est rapidement atteint et le temps d'érosion ne dépend alors plus de la vitesse au-delà de ce seuil (Fig. 3.13a).

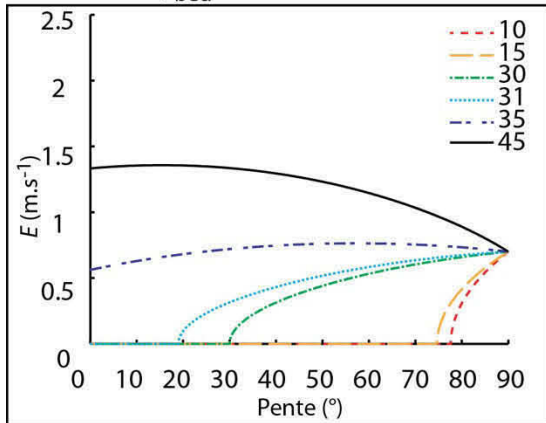
(a) Vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$)



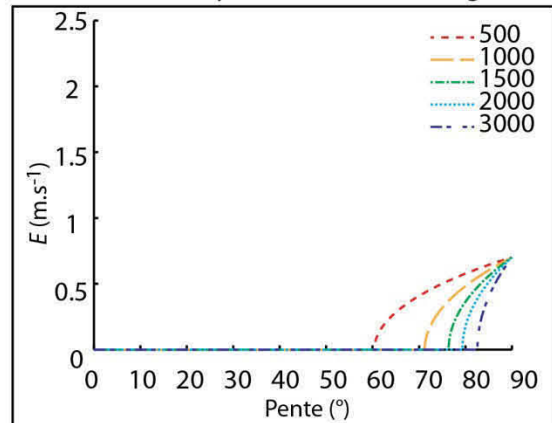
(b) Epaisseur de l'écoulement (m)



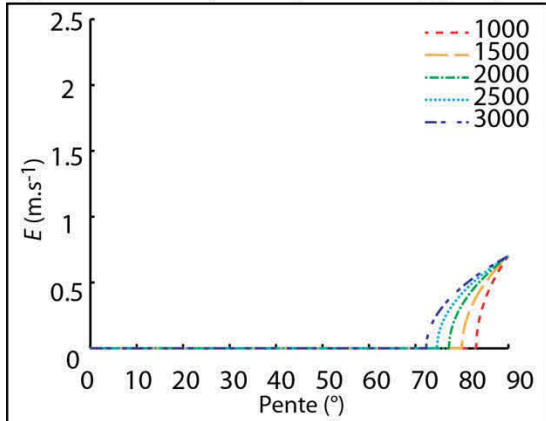
(c) Valeur de φ_{bed} ($^{\circ}$)



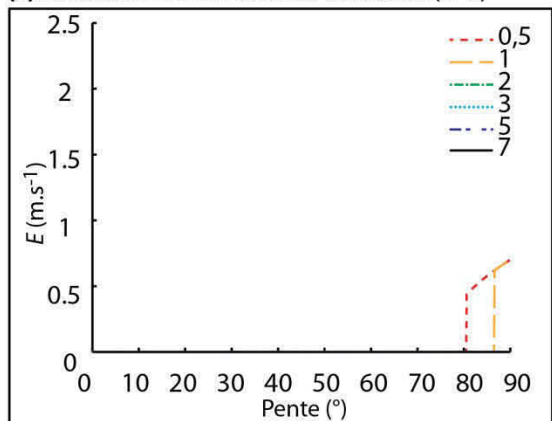
(d) Masse volumique de l'écoulement ($kg.m^{-3}$)



(e) Masse volumique des particules ($kg.m^{-3}$)



(f) Cohésion C de la couche érodable (kPa)



(g) Rayon des particules (m)

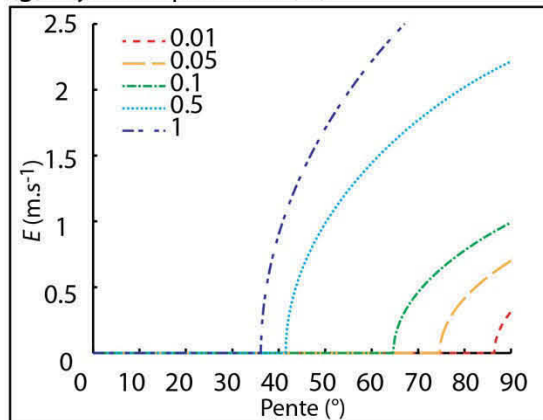


Fig. 3.13

Fig. 3.13 (page précédente) : Taux d'érosion E en fonction de la pente du substrat pour les différents paramètres présents dans les équations d'érosion, dans le cas d'un modèle non-fluide et pour une rhéologie Coulomb. (*) Indique des courbes superposées à celle définie par la plus forte valeur testée.

L'épaisseur h de l'écoulement joue sur les expressions des forces T_F et R (eqs. 3.6 et 3.16). Pour un écoulement Coulomb fin, R et T_F sont faibles. W domine alors le bilan des forces et l'écoulement est capable de mobiliser la couche affouillable sur des pentes d'autant plus faibles que h est faible (Fig. 3.13b). L'effet de h sur le taux d'érosion est cependant limité, et son impact dans le cas d'épaisseurs naturelles (0,5 - 2 m) est principalement marqué sur des pentes trop importantes pour être considérées comme réalistes dans le cas du Tungurahua ($> 60^\circ$).

Les masses volumiques ρ_e de l'écoulement et ρ_p des particules de la couche affouillable n'ont qu'une influence limitée sur le taux d'érosion E . Plus l'écoulement est dense, plus sa capacité érosive est faible, et limitée à des pentes fortes (Fig. 3.13d), car les particules sont maintenues immobiles par son poids (R augmente, eq. 3.16). De même, plus les particules de la couche érodable sont denses, plus leur poids est important, et plus il est difficile de les mobiliser (Fig. 3.13e). L'effet de la cohésion C de la couche affouillable sur E est encore une fois très seuillée mais reste ici limitée (Fig. 3.13f).

L'effet de la taille des particules de la couche affouillable sur le taux d'érosion E est contre-intuitif : il apparaît que les particules grossières sont plus facilement mobilisables que les particules fines (Fig. 3.13g). Ce résultat est expliqué par la figure 3.14, qui montre que la somme des forces motrices (W et T_F) l'emporte sur les forces résistantes R pour des pentes plus faibles dans le cas de particules grossières (Fig. 3.14a) que pour des particules fines (Fig. 3.14b). L'effet de la taille de la particule, bien que non-négligeable, a un impact limité sur le patron d'érosion.

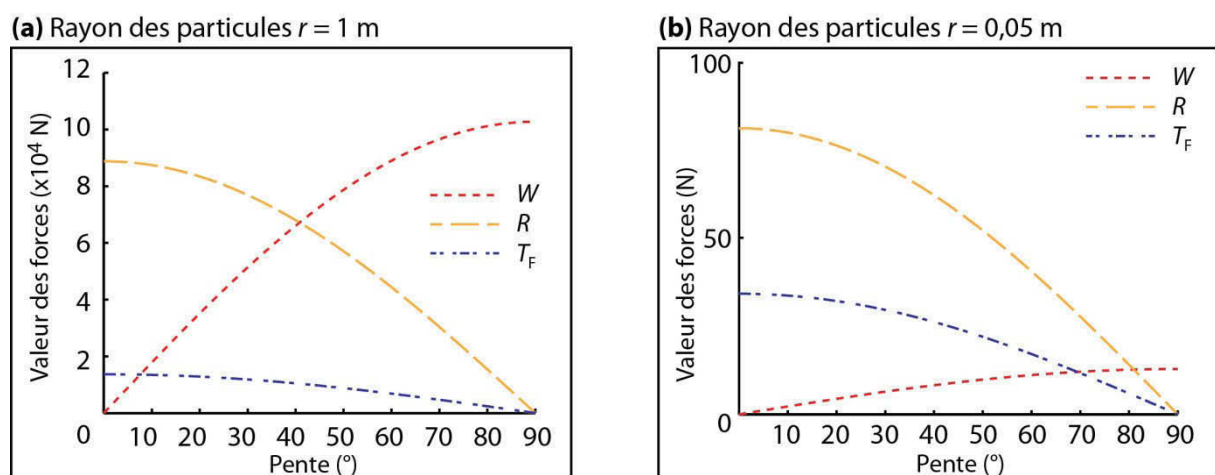


Fig. 3.14 : Valeurs des différentes forces externes agissant sur une particule du lit érodable dans le cas d'un écoulement Coulomb non fluide. W représente la composante motrice du poids, R les forces résistantes et T_F la force de cisaillement basale de l'écoulement, dans le cas (a) de particules grossières ($r = 1$ m) et (b) de particules de plus petite taille ($r = 0,05$ m).

Le paramètre de l'écoulement qui a le plus d'impact sur le taux d'érosion est la valeur de son angle de friction basal φ_{bed} (Fig. 3.13c). Plus φ_{bed} est important, plus l'écoulement est capable d'éroder la couche affouillable sur des pentes faibles. Des écoulements caractérisés par des valeurs de φ_{bed} très importantes ($\geq 35^\circ$) possèdent une contrainte basale très importante (eq. 3.6) et l'effet de T_F l'emporte alors sur R . T_F dépend de plus du cosinus de l'angle α de la pente : son effet augmente à mesure que la pente diminue, et les écoulements fortement frictionnels ($\varphi_{\text{bed}} > 35^\circ$) sont capables d'éroder l'ensemble du flanc du volcan (Fig. 13c), ce qui n'est pas compatible avec le patron d'érosion mis en évidence au second chapitre de ce mémoire. Des écoulements possédant des valeurs de φ_{bed} faibles ($\leq 20^\circ$) ne sont capables de remobiliser la couche érodable que sur des pentes très fortes ($> 60^\circ$) et non réalistes dans le cas du Tungurahua (Fig. 3.13c). Des écoulements possédant une faible friction basale stabilisent donc les particules de la couche affouillable (i.e. elles sont maintenues au sol par le passage de l'écoulement) dont l'angle de repos est fixé à 30° (voir 3.2.B.a). Il existe cependant une fenêtre de valeurs de φ_{bed} , située aux alentours de $\approx 30 \pm 1^\circ$ pour laquelle l'érosion est concentrée sur les pentes fortes du volcan et devient impossible pour des angles de pente inférieurs à $20\text{-}30^\circ$, ce qui est en accord avec le patron d'érosion naturel des écoulements. Ces valeurs de φ_{bed} sont donc conservées afin d'être testées en dynamique à l'aide du code VolcFlow.

- **Rhéologie plastique- φ_{max}**

La figure 3.15 présente les variations du taux d'érosion E d'écoulements plastiques- φ_{max} non-fluidisés pour différents paramètres en fonction de l'angle local de la pente α . Tout comme pour la rhéologie Coulomb, l'expression des forces résistantes R dépend du cosinus de α , qui est d'autant plus fort que la pente est faible, tandis que la composante motrice W du poids de la particule dépend du sinus de α , dont la valeur diminue à mesure que la pente diminue. Les particules ont donc tendance à être stables sur des pentes faibles (Fig. 3.15).

La force du cisaillement T_F à la base de l'écoulement est quant à elle constante tant que son angle de friction basal apparent φ_{app} ne dépasse pas la valeur maximale autorisée φ_{max} (voir 3.2.C.b). φ_{app} est exprimé entre autre en fonction du cosinus de l'angle de la pente (qui est au dénominateur de l'équation 3.9) : plus la pente est importante, plus l'angle de friction basal apparent de l'écoulement est important, et peut donc dépasser φ_{max} (pour tout autre paramètre fixé). Si φ_{app} devient supérieur à φ_{max} , la rhéologie de l'écoulement est alors corrigée par les équations (3.11) et (3.12). La combinaison de paramètres pour laquelle φ_{app} dépasse φ_{max} est marquée par les ruptures de pente sur les courbes de la figure 3.15. La rhéologie de l'écoulement est purement plastique à gauche de cette rupture de pente (pour des pentes faibles), et est modifiée par la loi plastique- φ_{max} à droite (pour des pentes fortes), où l'écoulement devient Coulomb.

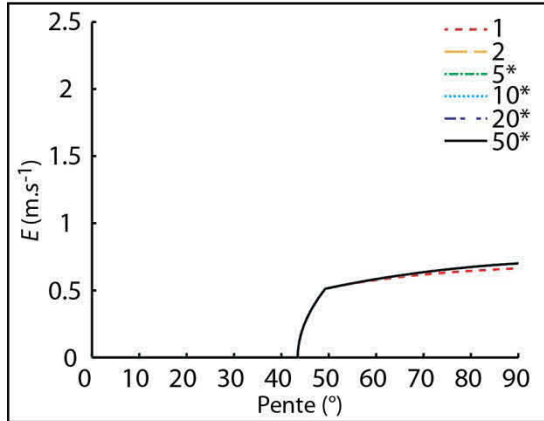
Comme dans tous les autres modèles testés jusqu'à présent, la vitesse de l'écoulement n'a qu'un effet très limité sur le taux d'érosion. Le cas où la particule est entraînée au cours de son accélération (c.à.d. où $t_i < t_j$ de l'équation 3.32) est atteint pour des vitesses de l'ordre de quelques mètres par seconde et le taux d'érosion ne dépend plus de la vitesse au-delà de ce seuil (Fig. 3.15a).

L'épaisseur de l'écoulement joue un rôle important sur le taux d'érosion E . Des écoulements fins (< 1 m) sont érosifs depuis des pentes fortes jusque sur des pentes de 25° environ, tandis que des écoulements épais (> 5 m) ne sont érosifs que sur des pentes très fortes ($> 80^\circ$), et irréalistes dans le cas du Tungurahua (Fig. 3.15b). Ces écoulements épais ont donc comme effet de stabiliser les particules du lit affouillable car l'épaisseur de l'écoulement joue sur l'expression de son poids, qui appuie sur les particules et les maintient au sol. Plus l'écoulement est épais et plus l'effet du poids est important. Pour des écoulements épais, l'expression de R (qui englobe les composantes normales des poids de l'écoulement et des particules) l'emporte sur la somme des forces motrices ($W + T_F$) et l'érosion est impossible. Des écoulements fins possèdent en revanche un poids faible, R n'est pas en mesure de contrecarrer les effets de ($W + T_F$) et les particules sont alors érodées.

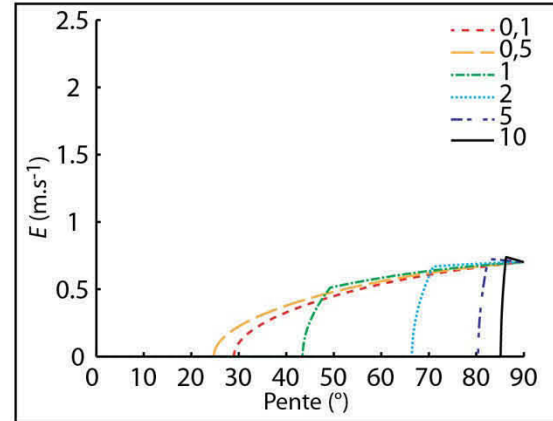
Le seuil de plasticité T_0 de l'écoulement a un rôle important sur l'érosion. Une valeur élevée de T_0 (10 kPa par exemple) implique que l'écoulement frotte beaucoup sur la couche affouillable. Il est alors érosif jusque sur des pentes assez faibles ($\approx 20^\circ$, Fig. 3.15c). A l'inverse, un écoulement possédant un seuil de plasticité faible (< 1 kPa) ne frotte que très peu sur la couche affouillable et n'est érosif que sur des pentes fortes ($> 75^\circ$, Fig. 3.15c). T_0 influence aussi φ_{app} (eq. 3.9), qui augmente avec T_0 , ce qui se traduit par une correction de la rhéologie sur des pentes plus faibles.

La valeur de φ_{max} définit l'angle de friction basal apparent φ_{app} maximum des écoulements plastiques, et détermine donc la force de cisaillement T_F . Pour des valeurs faibles de φ_{max} ($< 15^\circ$), φ_{app} est toujours supérieure à φ_{max} : la rhéologie de l'écoulement est alors constamment corrigée par les équations (3.11) et (3.12), et l'érosion limitée à des pentes supérieures à 75° (Fig. 3.15d). En d'autres termes, l'écoulement stabilise des particules jusque sur des pentes fortes. Pour des φ_{max} importants ($30-35^\circ$), l'écoulement est plastique sur des pentes faibles avant que sa rhéologie ne soit corrigée sur des pentes plus fortes (Fig. 3.15d). Lorsque l'écoulement est purement plastique, i.e. dans le cas où $T_0 < \rho_e gh \cos \alpha \tan \varphi_{max}$ de l'équation (3.11), la contrainte liée au cisaillement basal de l'écoulement est constante. Puisque T_F est constante, l'érosion ne dépend que de la balance entre R et W , et donc de l'angle α de la pente (pour tout autre paramètre fixé). La valeur minimale de α pour laquelle l'érosion est autorisée est alors la même pour tous les φ_{max} (aux alentours de 43° pour les paramètres utilisés dans la figure 3.15d), car elle ne dépend que de R et W . Des valeurs de φ_{max} fortes ($> 30^\circ$ par exemple) décalent seulement le moment où la rhéologie plastique est corrigée vers des angles de pente plus forts (Fig. 3.15d) sans modifier significativement le patron d'érosion.

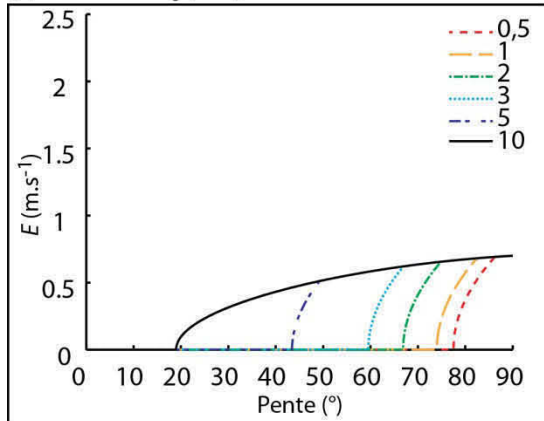
(a) Vitesse de l'écoulement ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)



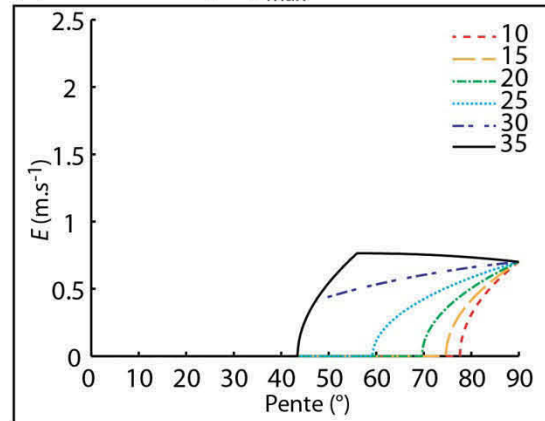
(b) Epaisseur de l'écoulement (m)



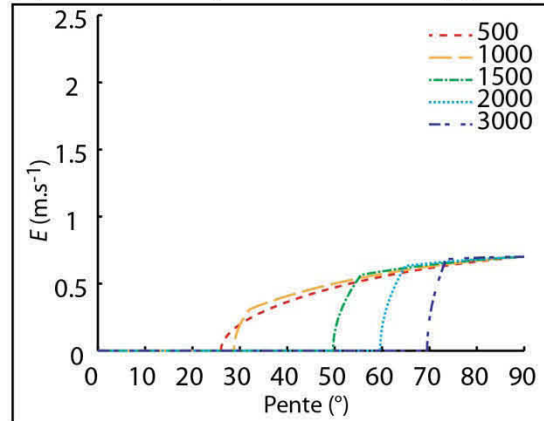
(c) Valeur de T_0 (kPa)



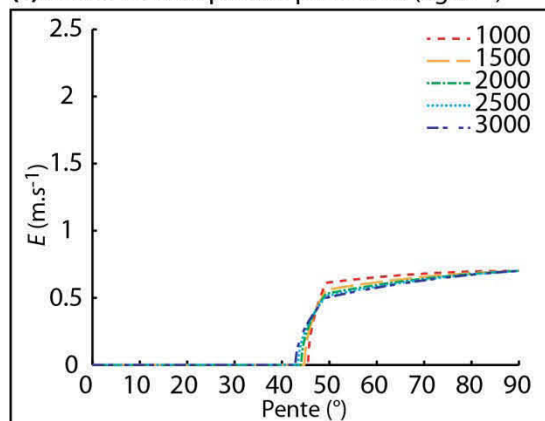
(d) Valeur de l'angle φ_{\max}



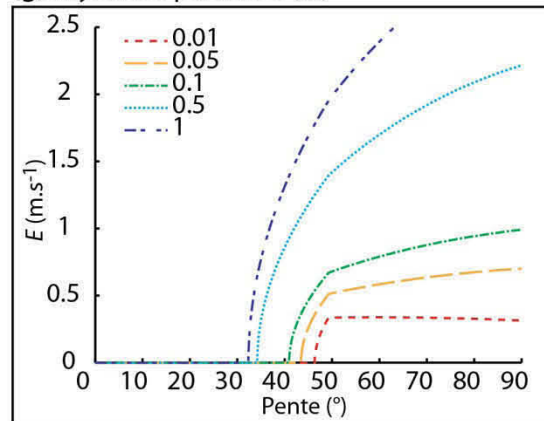
(e) Masse volumique de l'écoulement ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)



(f) Masse volumique des particules ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)



(g) Rayon des particules (m)



(h) Cohésion C de la couche érodable (kPa)

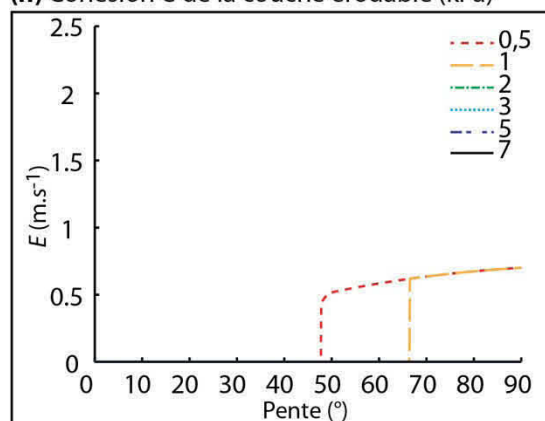


Fig. 3.15

Fig. 3.15 (page précédente) : Taux d'érosion E en fonction de la pente du substrat pour les différents paramètres présents dans les équations d'érosion, dans le cas d'un modèle non-fluide et pour une rhéologie plastique- φ_{\max} . (*) Indique des courbes superposées à celle définie par la plus forte valeur testée.

L'épaisseur h et la masse volumique ρ_e de l'écoulement jouent sur l'expression de son poids. Un écoulement dense présente une composante normale de son poids importante, ce qui a tendance à maintenir les particules au sol, et qui inhibe l'érosion (Fig. 3.15e). ρ_e intervient aussi dans l'équation (3.11) qui définit l'angle de friction basal apparent φ_{app} d'un écoulement donné : plus ρ_e est importante, plus φ_{app} est faible. Cela signifie que des écoulements possédant une masse volumique importante seront capables de conserver une rhéologie purement plastique sur des pentes plus importantes, avant que celle-ci ne soit corrigée par l'équation (3.12). La rupture de pente caractéristique des courbes d'érosion est donc décalée vers des angles de pente plus importants (Fig. 3.15e). La masse volumique ρ_p des particules a un effet très limité sur le taux d'érosion : une ρ_p faible augmente légèrement le taux d'érosion tandis qu'une ρ_p forte autorise l'érosion sur des pentes légèrement plus faibles (car la composante motrice W du poids des particules est alors plus forte, Fig. 3.15f). La figure 3.15g montre que les particules grossières sont plus facilement mobilisables que les particules fines (tout comme pour la rhéologie Coulomb). Ceci s'explique par le fait que la composante motrice W du poids des particules l'emporte sur les forces résistantes R plus facilement sur des pentes faibles pour des particules grossières que pour des particules fines (Fig. 3.15g). La rupture de pente des courbes d'érosion qui caractérise la rhéologie plastique- φ_{\max} se produit pour un même angle de pente quelle que soit la taille des particules car le rayon des particules n'intervient pas dans le calcul de l'angle de friction basal apparent φ_{app} des écoulements. Enfin, l'effet de la cohésion interne C de la couche érodable est encore une fois très seuillée, et extrêmement sensible à la valeur choisie (Fig. 3.15h). Aucune valeur de C n'est cependant en mesure de reproduire le patron d'érosion naturel.

Pour résumer, la figure 3.15 montre que la rhéologie plastique- φ_{\max} est capable de reproduire de manière statique le patron d'érosion naturel dans le cas d'écoulements de faible épaisseur possédant une contrainte de cisaillement basale T_0 importante, couplée à un angle de friction basal apparent maximum φ_{\max} élevé.

3.4.B. Simulations numériques

Dans ce qui suit, les équations d'érosion ont été intégrées au code de calcul VolcFlow comme détaillé dans la section 3.3.A.c, et leur comportement est testé de manière dynamique. Cela signifie que la vitesse et l'épaisseur de l'écoulement sont gouvernées uniquement par les équations de conservation de la masse et du mouvement (voir eqs. 3.35, 3.36, 3.37), et ne sont pas fixées par l'utilisateur comme c'était le cas pour les tests statiques présentés précédemment. Les paramètres

constitutifs du modèle (ex : masse volumique et rayon des particules, valeur de φ_{\max} , etc.) sont quant à eux fixés au début des simulations dans des gammes de valeurs les plus proches du cas naturel (voir tableau 3.2). Le but est de tester les combinaisons qui se sont révélées être les plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel lors des tests statiques. La topographie utilisée, ainsi que les conditions initiales des simulations sont détaillées dans la *section 3.3.C* de ce mémoire.

3.4.B.a *Écoulements fluides*

Les tests statiques ont montré que l'hypothèse d'un écoulement fluide capable de percoler entre les particules n'est pas en mesure de reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques. Les tests dynamiques effectués avec une rhéologie Coulomb ou plastique- φ_{\max} confirment ce résultat (Fig. 3.16), comme nous allons le détailler par la suite.

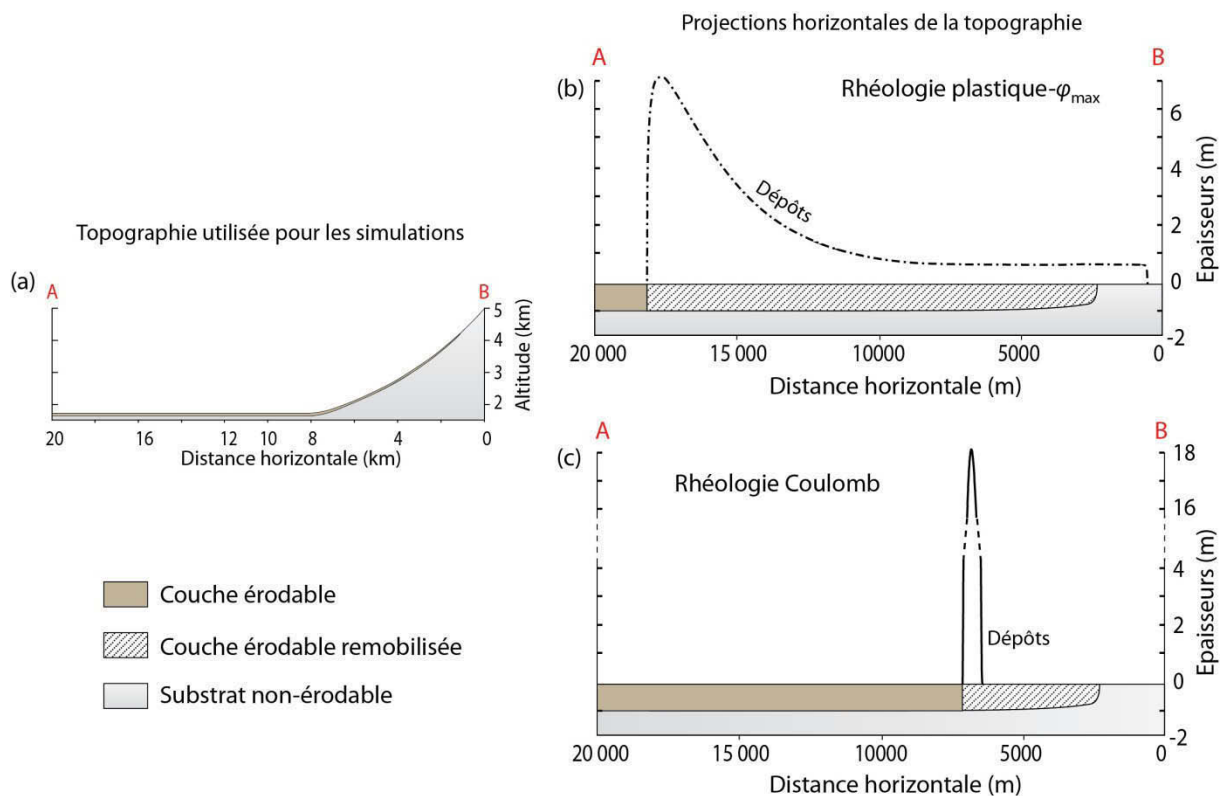


Fig. 3.16 : Résultats des simulations numériques avec l'hypothèse d'un écoulement fluide. **(a)** Topographie employée pour les simulations, avec une plaine d'épandage théorique horizontale à droite (voir 3.3.C.a) et localisation de la couche érodable stable (exagérée pour plus de lisibilité). **(b)** résultats pour une rhéologie plastique- φ_{\max} (sur une projection horizontale de la topographie) : la couche érodable est entièrement remobilisée quelle que soit la pente. **(c)** résultats pour une rhéologie Coulomb (aussi sur une projection horizontale de la topographie) : la couche érodable est entièrement remobilisée quelle que soit la pente. Les paramètres utilisés sont les valeurs génériques données dans le tableau 3.2. Notons aussi la morphologie typique des dépôts plastiques qui forment un lobe frontal et des dépôts Coulomb qui forment une pile de produits. L'échelle verticale étant exagérée, les angles des dépôts ne sont pas respectés.

La figure 3.16 présente les résultats de simulations numériques 2D d'écoulements fluides possédant des rhéologies plastiques- φ_{\max} et Coulomb sur une topographie réaliste du Tungurahua. La stabilité de la couche affouillable est calculée pour une épaisseur maximum h_{erod} de 1 m et un angle de repos du matériel granulaire qui la compose de 30° , ce qui explique son absence au sommet du volcan où les pentes sont trop importantes (Fig. 3.16). La couche affouillable est érodée sur l'ensemble du trajet des écoulements, même sur des pentes faibles ou nulles, et quelle que soit leur rhéologie, ce qui n'est pas compatible avec le patron d'érosion naturel mis en évidence dans le second chapitre de ce mémoire. De plus, le gain de volume associé à ces écoulements extrêmement érosifs est très important et les dépôts associés sont composés de 80 à 90 vol. % de matériaux remobilisés, dans les conditions de la simulation présentées dans la figure (i.e. avec $h_{\text{erod}} = 1$ m et des volumes initiaux de l'ordre de 10^5 m^3 , voir 3.3.C.b). Ces résultats ne sont pas compatibles avec les bilans de matière calculés sur les dépôts d'écoulements pyroclastiques d'août 2006 du Tungurahua, et l'hypothèse d'un écoulement fluide ne reproduit donc aucune des caractéristiques des écoulements érosifs naturels.

3.4.B.b Rhéologie Coulomb

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus avec l'hypothèse d'écoulements non-fluides possédant une rhéologie Coulomb. Les tests statiques des équations d'érosion ont montré que l'utilisation d'un angle de friction basal φ_{bed} dans la gamme $30 \pm 1^\circ$ est le plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel. Or, φ_{bed} est aussi le paramètre critique qui contrôle la distance de parcours des écoulements lors de leur mise en place (ex : *Iverson et Delinger, 2001 ; Patra et al., 2005 ; Procter et al., 2010 ; Kelfoun, 2011*). Des écoulements Coulombs possédant un angle de friction basal de l'ordre de 30° vont s'arrêter sur des pentes légèrement inférieures à 30° et s'accumuler sous la forme de piles de produits (semblables à des piles de sable), dont l'épaisseur sera régulée de manière à respecter un angle de repos global pour l'ensemble de 30° .

La figure 3.17 présente la distance de parcours et la morphologie des dépôts à l'issue de simulations numériques 2D dynamiques effectuées avec des φ_{bed} respectifs de 15° , 30° et 45° , sur une topographie réaliste du volcan Tungurahua. Le profil de stabilité de la couche affouillable est calculé pour une épaisseur maximum h_{erod} de 2 m, et un angle de repos du matériel granulaire qui la compose de 30° . L'absence de matériel érodable au sommet du volcan est dû au fait que la couche érodable n'y est pas stable (Fig. 3.17). Les autres paramètres de l'écoulement et de la couche érodable correspondent aux valeurs génériques du tableau 3.2.

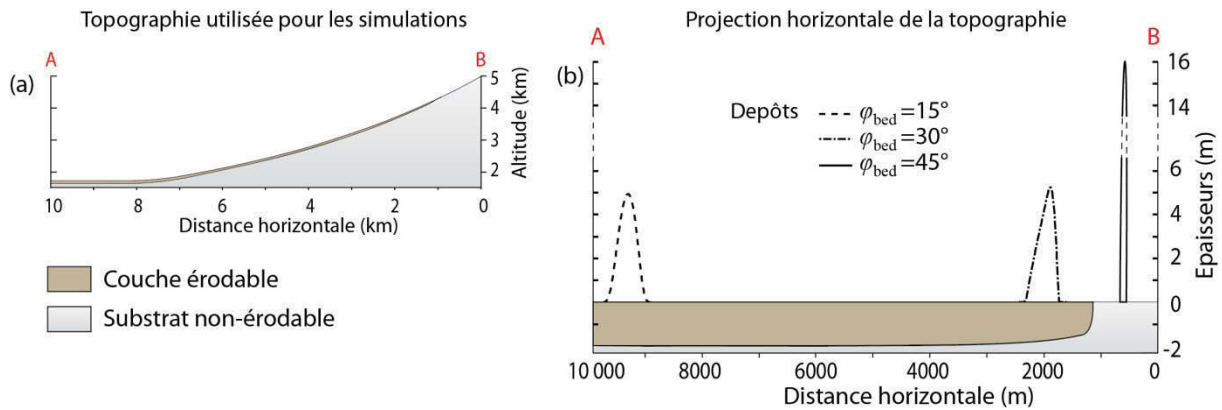


Fig. 3.17 : (a) Profil topographique du Tungurahua utilisé pour les simulations numériques et localisation de la couche affouillable stable (exagérée pour plus de lisibilité). (b) Projection horizontale de la topographie selon A-B et dépôts finaux associés aux simulations numériques d'écoulements Coulomb non fluides possédant un angle de friction basal φ_{bed} de 15° , 30° ou 45° . Notons que la couche érodable n'est pas perturbée par le passage des différents écoulements.

Comme le montre la figure 3.17, seuls les écoulements possédant un angle de friction basal φ_{bed} faible (de l'ordre de 15°) sont capables de reproduire la distance de parcours naturelle des écoulements pyroclastiques de 2006, qui ont atteint la base de l'édifice (voir Chapitre 2). L'angle de friction basal d'un écoulement pyroclastique doit ainsi être minoré dans les modèles par rapport aux angles de repos que l'on mesure dans les dépôts pour que les écoulements soient en mesure de reproduire les distances de parcours naturelles. Ce résultat avait déjà été obtenu précédemment pour le Tungurahua (Kelfoun et al., 2009) ainsi que pour de nombreux autres cas à travers le monde (ex : Patra et al., 2005 ; Procter et al., 2010 ; Kelfoun, 2011 ; Charbonnier et al., 2013). Concernant la problématique de l'érosion, un angle de friction basal de 15° est cependant trop faible pour être en mesure d'éroder la couche affouillable (Fig. 3.17), ce qui est en accord avec les résultats obtenus lors des tests statiques des équations d'érosion.

Lors des simulations numériques conduites avec notre modèle, il s'avère donc que les écoulements capables de reproduire des distances de parcours naturelles ne sont pas en mesure d'éroder la couche affouillable, et ne reproduisent donc pas le patron d'érosion mis en évidence dans le second chapitre de cette thèse. A l'inverse, les écoulements théoriquement capables de reproduire le patron d'érosion naturel (c'est à dire ceux possédant un angle de friction basal de l'ordre de 30° , voir tests statiques) s'arrêtent très tôt lors des simulations numériques (sur des pentes du même ordre de grandeur que leur angle de friction basal), et ne sont donc ni en mesure d'atteindre la zone où la couche érodable existe (et donc de reproduire le patron d'érosion naturel), ni de reproduire les distances naturelles de parcours des écoulements (Fig. 3.17). Même avec des paramètres choisis de manière à avoir une configuration très favorable à l'érosion (i.e., avec une

masse volumique ρ_e faible de 500 kg.m^{-3} , un angle de friction basal φ_{bed} relativement fort de 20° , et couche érodable composée de particules grossières de rayon $r = 0,2 \text{ m}$; voir 3.4.A.b), et donc éloignée du cas le plus réaliste (voir tableau 3.2), seule une très faible portion de partie supérieure de la couche affouillable est légèrement déstabilisée par les écoulements. Ce résultat n'est pas compatible avec le patron d'érosion naturel. Autrement dit, même en considérant des cas où les valeurs des différents paramètres sont choisies de manière à se rapprocher de l'érosion estimée, les simulations dynamiques d'écoulements possédant une rhéologie Coulomb ne sont pas en mesure de reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques d'août 2006 du Tungurahua.

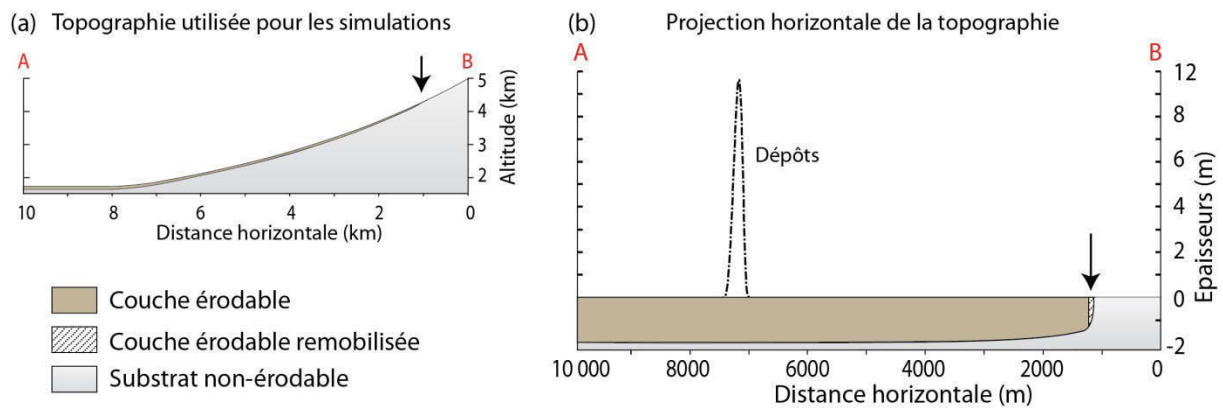


Fig. 3.18 : (a) Profil topographique du volcan Tungurahua utilisé pour les simulations numériques et localisation de la couche érodable stable (exagérée pour plus de lisibilité). (b) Projection horizontale de la topographie selon A-B et dépôt final associé à une simulation Coulomb où les paramètres sont forcés de manière à favoriser l'érosion ($\varphi_{\text{bed}} = 20^\circ$, $\rho_e = 500 \text{ kg.m}^{-3}$ et $r = 0,2 \text{ m}$). Notons que la couche érodable n'est que très légèrement perturbée par le passage de l'écoulement, et pour des altitudes $> 4000 \text{ m a.s.l.}$ (au niveau de la flèche).

3.4.B.c Rhéologie plastique- φ_{max}

Les résultats présentés dans cette section sont obtenus avec l'hypothèse d'écoulements non-fluides possédant une rhéologie plastique- φ_{max} . Les tests statiques de la rhéologie plastique- φ_{max} ont montré que les paramètres ayant le plus d'impact sur la localisation et l'intensité de l'érosion sont 1) l'épaisseur h et la masse volumique ρ_e de l'écoulement, 2) la valeur T_0 de sa contrainte de cisaillement basale et 3) la taille des particules de la couche affouillable. Lors des simulations numériques dynamiques, ρ_e , T_0 , et r sont fixes tandis que h est gouvernée par les équations de conservation de la masse et du mouvement. L'épaisseur h de l'écoulement varie donc au cours de sa mise en place (si un écoulement de masse donnée accélère, h diminue pour accommoder le mouvement).

Afin de mieux comprendre le rôle dynamique de l'épaisseur des écoulements sur l'érosion, la figure 3.19 présente les variations du taux d'érosion E en fonction de la pente pour différentes

épaisseurs d'un écoulement plastique- φ_{\max} non fluide. Les pentes théoriques jusque sur lesquelles les écoulements sont capables de s'écouler en fonction de leur épaisseur (considérée ici comme fixe) sont aussi indiquées (Fig. 3.19). Les autres paramètres possèdent les valeurs génériques données dans le tableau 3.2.

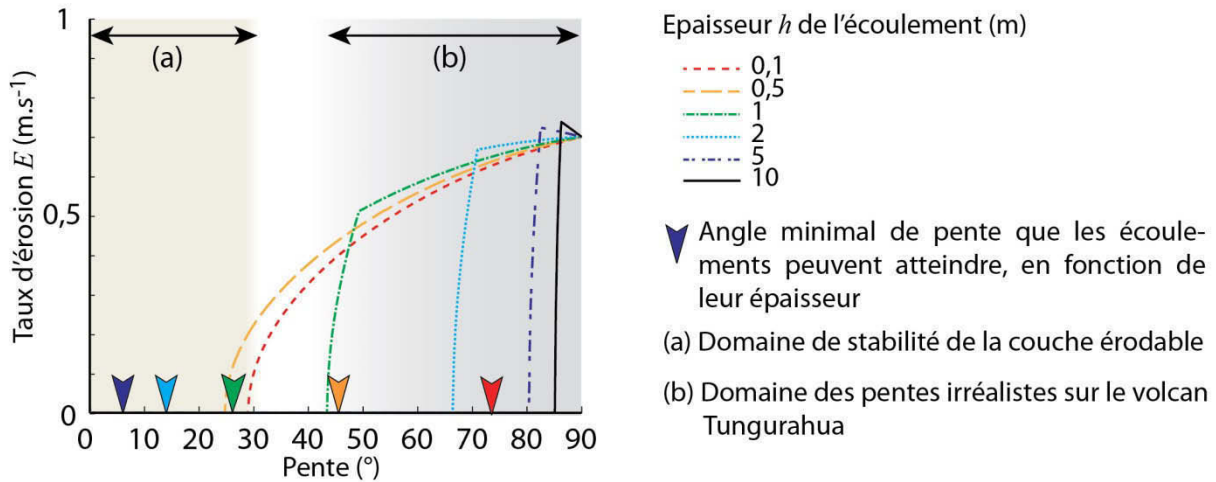


Fig. 3.19 : Taux d'érosion E en fonction de l'angle de la pente pour des écoulements plastique- φ_{\max} non fluides d'épaisseurs différentes. Les flèches correspondent aux pentes minimales jusque sur lesquelles les écoulements peuvent se déplacer (le code couleur correspond aux différentes épaisseurs). Le domaine de pentes réalistes pour le Tungurahua ainsi que la zone où la couche érodable est stable sont indiquées sur la figure par les zones grisées.

D'un point de vue statique, il apparaît que h a un fort impact sur la distance de parcours des écoulements. Pour une valeur de T_0 donnée, un écoulement fin s'arrête sur des pentes fortes car il frotte fortement sur son substrat, ce qui l'empêche de s'écouler. A l'inverse, un écoulement plus épais est capable de s'étaler et peut atteindre des angles de pente plus faibles (Fig. 3.19). Or, les écoulements les plus fins sont aussi ceux qui sont le plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel tandis que les écoulements épais ne sont que très peu érosifs (Fig. 3.19). Tout comme pour les écoulements Coulomb, le comportement statique des écoulements plastique- φ_{\max} semble ainsi paradoxal : les conditions favorables à l'érosion ne permettent pas de reproduire les distances de parcours naturelles des écoulements et vice-versa.

Les simulations dynamiques effectuées avec une rhéologie plastique- φ_{\max} et les valeurs génériques du tableau 3.2 sont cependant totalement différents des résultats statiques. Elles montrent que la couche affouillable est érodée par les écoulements plastiques- φ_{\max} , et que les distances de parcours sont compatibles avec les données naturelles (Fig. 3.20). Cette érosion se produit de plus uniquement sur les parties hautes de l'édifice (Fig. 3.20). Le patron d'érosion numérique associé à ces simulations est ainsi caractérisé par une érosion limitée aux altitudes $> \approx 3700$ m a.s.l., ce qui correspond à des pentes $\geq \approx 30^\circ$. La quantité de matériel incorporée avec une

couche affouillable d'épaisseur h_{erod} maximale de 1 m représente quant à elle 40 % du volume final des dépôts (Fig. 3.20). Ces deux résultats sont parfaitement compatibles avec le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques de 2006 du Tungurahua (voir Chapitre 2).

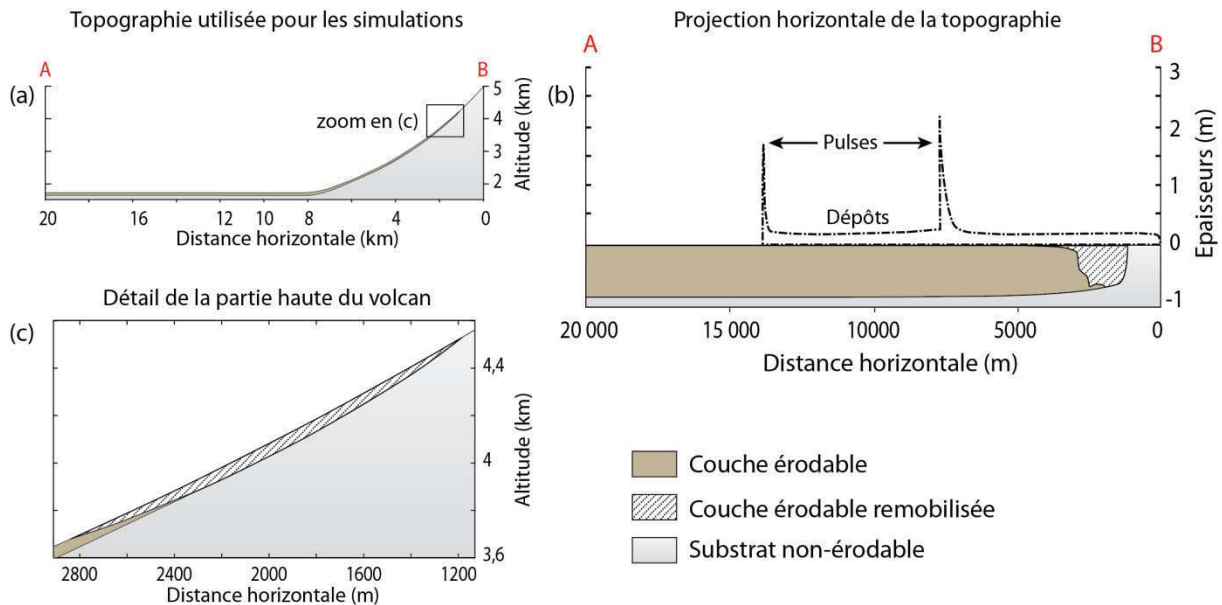


Fig. 3.20 : (a) Profil topographique du volcan Tungurahua utilisé pour les simulations numériques et localisation de la couche érodable stable (exagérée pour plus de lisibilité). (b) Projection horizontale de la topographie selon A-B et dépôt final associé à une simulation plastique- ϕ_{max} avec les paramètres génériques du tableau 2 (c) Détail de la partie haute du volcan après le passage de l'écoulement (l'épaisseur de la couche érodable est exagérée 50 fois pour plus de lisibilité).

Afin d'expliquer la différence entre les résultats statiques et dynamiques, il est nécessaire de s'intéresser en détail au mode de mise en place des écoulements plastique- ϕ_{max} . En effet, des variations dynamiques de l'épaisseur de l'écoulement sont observées au cours des simulations numériques et jouent un rôle majeur sur la capacité érosive des écoulements. Lorsque l'écoulement est épais, les contraintes normales liées à son poids sont fortes par rapport aux contraintes cisailantes basales : l'écoulement est donc non-érosif, et a même tendance à stabiliser les particules (Fig. 3.19). La capacité érosive des parties épaisses de l'écoulement est donc très faible ou nulle (Fig. 3.19). Une forte épaisseur de l'écoulement implique cependant que la composante motrice de son poids est importante, ce qui permet à l'écoulement de se déplacer et à accélérer lorsque son seuil de plasticité est dépassé. L'écoulement devient alors plus fin pour accommoder cette accélération, ce qui entraîne une diminution des contraintes normales par rapport aux contraintes cisailantes. La capacité érosive de l'écoulement augmente en conséquence, et devient d'autant plus importante que l'écoulement est fin. L'écoulement est alors capable d'éroder la couche affouillable jusque sur des pentes faibles (Fig. 3.19), et cohérentes avec le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques d'août 2006 du Tungurahua (Fig. 3.20).

Dans le même temps, la perte d'épaisseur de l'écoulement implique nécessairement une diminution de sa contrainte normale. Le rapport des contraintes normales/cisailantes devient donc plus faible (car la rhéologie plastique est caractérisée par cisaillement basal constant) et un écoulement aminci possède alors un angle de friction basal apparent φ_{app} plus important. Il « frotte » donc plus fort sur son substrat, ce qui se traduit par une augmentation de la résistance R . Lorsque cette dernière devient supérieure à sa contrainte motrice, l'écoulement ralenti et/ou s'arrête. Ce ralentissement lui permet de s'épaissir à nouveau, et l'érosion est donc stoppée. Si le flux de matière est suffisant, cet épaissement progressif peut permettre à l'écoulement de passer de nouveau au-dessus de son seuil de plasticité, provoquant une nouvelle mise en mouvement, et le développement d'un nouveau cycle d'accélération-amincissement-érosion-ralentissement-épaississement.

Des oscillations dynamiques entre des phases de décélération (où l'écoulement aminci est érosif) et des phases d'accélération (où l'écoulement épaissi se déplace sans éroder) expliquent le patron d'érosion numérique présenté par la figure 3.20. Ce dernier est compatible avec le patron d'érosion naturel mis en évidence dans le second chapitre de ce mémoire et le point-clef de l'érosion modélisée ici est donc la formation de pulses au sein d'un écoulement pendant sa mise en place, provoquant des variations dynamiques d'épaisseur, comme nous allons le détailler par la suite.

La caractéristique principale de la rhéologie plastique étant le seuil de plasticité T_0 de l'écoulement, il est important de documenter l'influence de ce paramètre sur le patron d'érosion. La figure 3.21 présente les résultats de simulations numériques effectuées avec les valeurs génériques du tableau 3.2 et différents seuils de plasticité. Plus le seuil de plasticité est important, plus l'écoulement doit être épais pour commencer à s'écouler, et les dépôts laissés par celui-ci sont donc d'autant plus épais que le seuil de plasticité est élevé (Fig. 3.21). Un T_0 élevé conduit aussi l'écoulement à frotter plus fort sur son substrat, ce qui se traduit par une érosion plus prononcée et capable d'atteindre des pentes plus faibles sur le flanc du volcan. A l'inverse, un seuil de plasticité faible se traduit par une mise en mouvement rapide de l'écoulement (c'est-à-dire pour des épaisseurs faibles), des dépôts plus fins, et un pouvoir érosif limité (Fig. 3.21).

Dans le détail, des écoulements à fort seuil de plasticité ($T_0 = 10$ kPa) provoquent de l'érosion jusqu'à 6 km du cratère, ce qui n'est pas compatible avec le patron d'érosion naturel tandis que les écoulements à faibles contraintes basales ($T_0 = 1$ kPa) ne provoquent de l'érosion que sur des pentes $\gg 35^\circ$, ce qui n'est pas non plus en accord le patron d'érosion naturel (Fig. 3.21). Ce dernier est reproduit pour des écoulements possédant une contrainte basale proche de 5 kPa (Fig. 3.21), et il est intéressant de noter que cette valeur est celle qui permet de reproduire les distances de parcours et caractéristiques principales des écoulements pyroclastiques naturels de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua (*Kelfoun et al., 2009*).

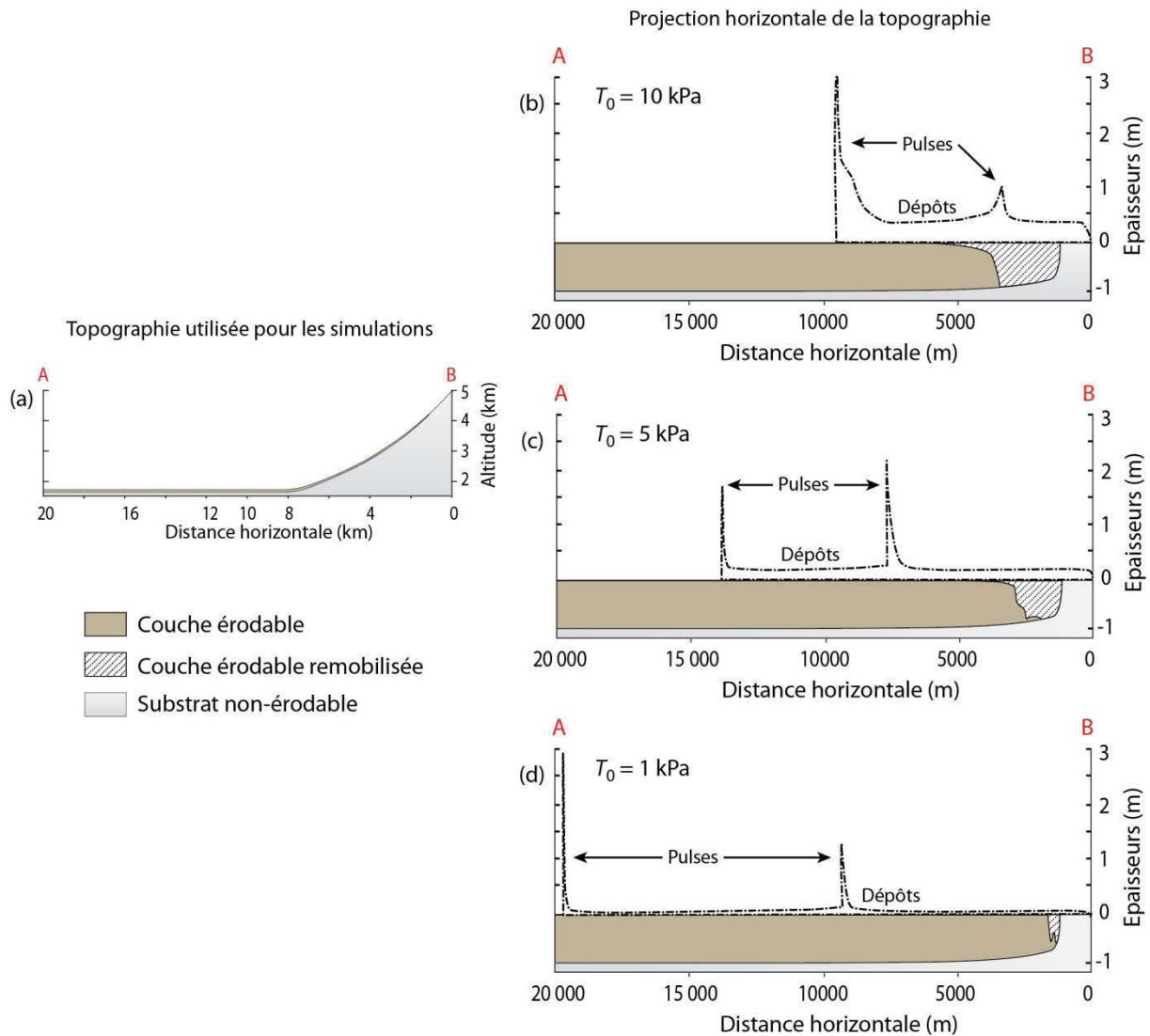


Fig. 3.21 : Résultats de simulations numériques menées sur la topographie illustrée en (a) avec une rhéologie plastique- φ_{\max} et des contraintes de frictions basales respectives de 10 000 kPa (b), 5000 kPa (c) et 1000 kPa (d). Les autres paramètres des simulations possèdent les valeurs génériques présentées dans le tableau 3.2.

L'autre caractéristique intéressante de la rhéologie plastique est que les écoulements modélisés se mettent en place sous la forme de pulses, comme nous l'avons évoqué plus haut (et bien visibles sur la figure 3.21). Ce comportement particulier s'explique facilement : pour qu'un écoulement plastique puisse se mettre en mouvement, il faut qu'il dépasse son seuil de plasticité T_0 , c'est-à-dire qu'il atteigne une épaisseur suffisante (de l'ordre de 50 cm pour une contrainte basale T_0 de 5 kPa) pour que la contrainte motrice de son poids l'emporte sur sa résistance à l'écoulement. Lorsque ces conditions sont atteintes, l'écoulement se met en mouvement, ce qui entraîne la formation d'un pulse de matière. Si l'alimentation en matériel juvénile se poursuit (comme par exemple lors d'un épisode de fontaine de lave soutenu dans le cas de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua), l'épaisseur de produits accumulés augmente à nouveau dans la zone située à proximité de l'événement, et le seuil de plasticité de l'écoulement peut être dépassé une seconde fois : un second

pulse de matière est alors produit (Fig. 3.22). Ce second pulse aura tendance à être plus épais et plus rapide que l'écoulement alentour et peut ainsi rattraper les pulses précédents qui sont déjà en phase de décélération, voire se mélanger avec eux. Ce comportement rhéologique explique ainsi que les écoulements plastiques se mettent en place systématiquement sous forme de pulses, et ce même dans le cas d'une alimentation constante. Les pulses sont caractérisés par une morphologie typique composée d'un front peu épais et fortement frictionnel poussé par une tête sur-épaissie et un corps épais (Fig. 3.22). Lorsque les écoulements s'arrêtent, les différents pulses forment des lobes distincts.

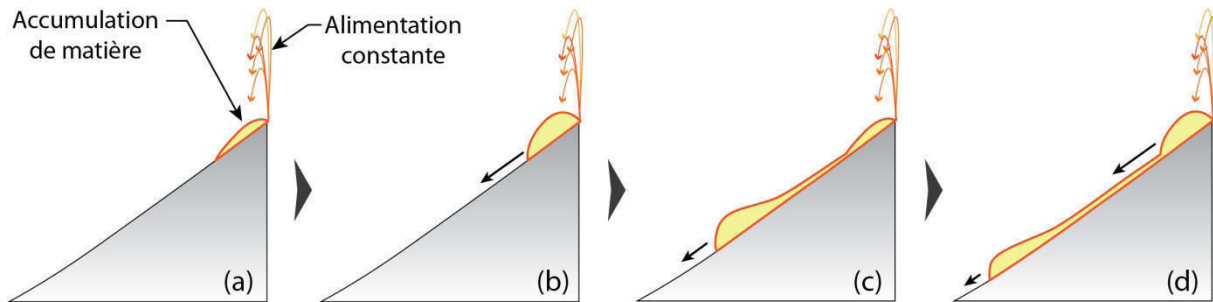


Fig. 3.22 : Détail de la mise en place d'écoulements plastiques. **(a)** L'alimentation constante en produits juvéniles provoque une accumulation de matière à proximité du cratère **(b)** Lorsque la pile de produits atteint une épaisseur suffisante, les forces motrices l'emportent sur les forces résistantes (le seuil de plasticité de l'écoulement est dépassé), et un pulse de matière se met en mouvement **(c)** Le pulse se met en place tout en s'amincissant, tandis que de la matière commence à s'accumuler à nouveau à proximité de l'évent. **(d)** La quantité de matière accumulée est à nouveau suffisante pour qu'un second pulse de matière soit généré alors que le premier pulse très aminci est proche de l'arrêt.

3.4.B.d Patron d'érosion naturel vs. numérique : synthèse

Le tableau 3.4 ci-dessous résume l'ensemble des simulations numériques réalisées dans le cadre de cette thèse, et compare les différents patrons d'érosion numériques obtenus au patron d'érosion naturel mis en évidence dans le second chapitre de ce mémoire.

Modèle	Rhéologie	Paramètre rhéologique	Comparaison avec le cas naturel	
			Distance de parcours	Patron d'érosion
Fluide	Coulomb	$\varphi_{\text{bed}} = 15^\circ$	✗	✗
	plastique- φ_{max}	$T_0 = 5 \text{ kPa}$	✗	✗
Non fluide	Coulomb	$\varphi_{\text{bed}} = 15^\circ$	✓	✗
		$\varphi_{\text{bed}} = 20-25^\circ$	✗	✓
	plastique- φ_{max}	$T_0 = 5 \text{ kPa}$	✓	✓

Tableau 3.4 : Résumé des différentes hypothèses physiques et des paramètres rhéologiques testés dans le cadre de cette thèse et comparaison des résultats numériques avec ceux obtenus pour le cas naturel.

Il apparaît que la rhéologie la plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel et les distances de parcours observées est la rhéologie plastique- φ_{max} . L'érosion y est provoquée, comme

nous l'avons vu, par des variations dynamiques de l'épaisseur de l'écoulement au cours de sa mise en place qui induisent des variations de l'angle de friction basal apparent de l'écoulement. C'est donc cette rhéologie plastique- φ_{\max} , utilisée avec les valeurs génériques des différents paramètres (voir tableau 3.2), qui a été retenue pour évaluer l'influence de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques.

3.4.C. Influence de l'érosion sur la mobilité des écoulements

3.4.C.a Volume des écoulements

La figure 3.22 présente la proportion (en % vol.) de matériel érodé incorporé au volume final des dépôts d'écoulements plastiques- φ_{\max} , en fonction de l'épaisseur maximale h_{erod} de la couche affouillable, du volume de matériel juvénile initial, et du temps d'alimentation des écoulements. Les simulations numériques sont menées en 2D sur une topographie réaliste du volcan Tungurahua (voir 3.3.C), avec les paramètres génériques du tableau 3.2.

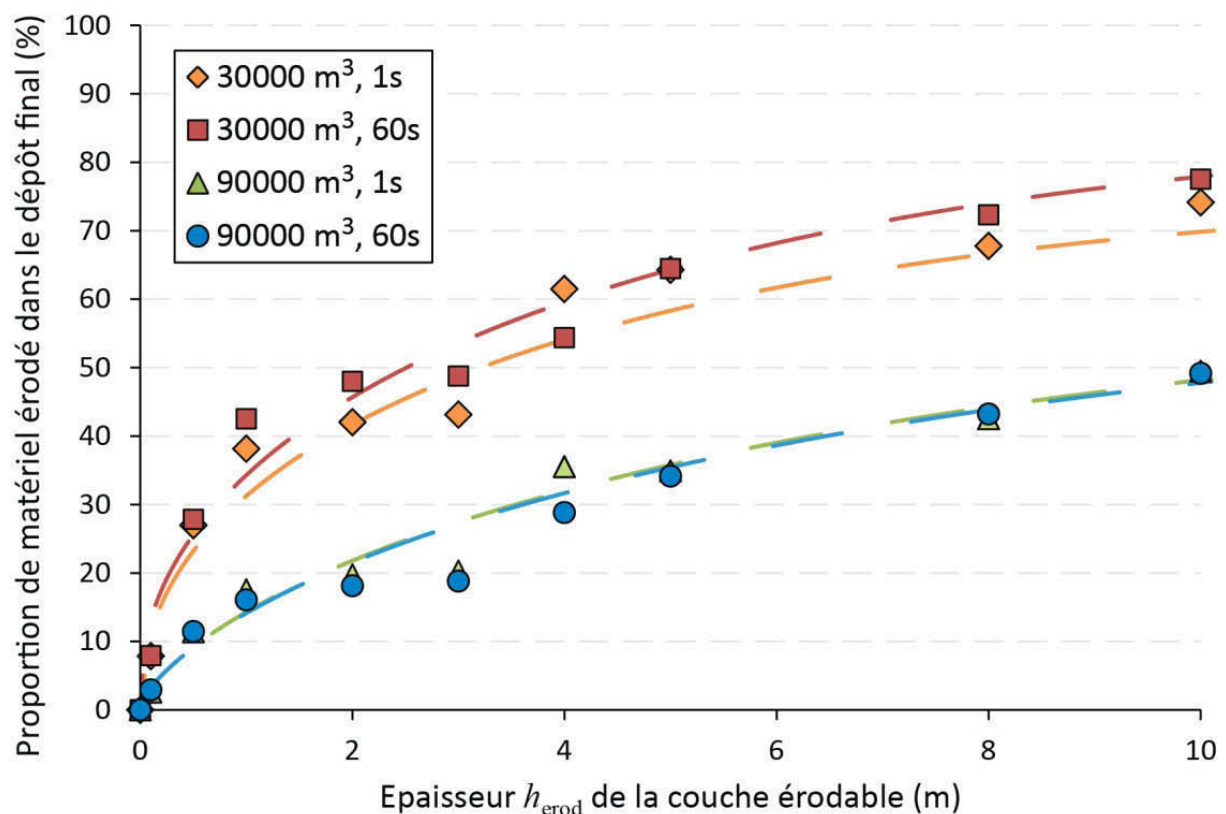


Fig. 3.23 : Proportion de matériel érodé dans le volume final de différents écoulements plastiques- φ_{\max} en fonction de l'épaisseur maximale h_{erod} de la couche affouillable, pour des volumes initiaux de $3 \cdot 10^4$ ou $9 \cdot 10^4$ m³ (ce qui correspond à ≈ 2000 m³ et ≈ 6000 m³ par mètre perpendiculaire dans le cas d'une vallée de ≈ 50 m de large, voir 3.3.C.b) et temps d'alimentation de 1 ou 60 s. Les paramètres des simulations 2D possèdent les valeurs génériques du tableau 3.2.

Plus l'épaisseur de la couche érodable est importante, plus la proportion de matériel érodé par les écoulements dans les dépôts est forte (Fig. 3.23). Cette augmentation se fait rapidement dès que la couche affouillable est présente, même si elle est fine (< 1 m), ce qui est bien illustré par la pente importante des courbes de tendance de la figure 3.23 pour de faibles h_{erod} . Une couche affouillable fine est entièrement érodée par les écoulements : le volume de matériel érodé devient vite important par rapport au volume initial de l'écoulement, ce qui explique l'augmentation rapide de la proportion de matériel non-juvénile incorporé aux dépôts. Cette proportion augmente ensuite moins rapidement au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche érodable disponible s'accroît (Fig. 3.23). Nos résultats montrent que l'érosion de la couche affouillable est en effet progressive lorsque son épaisseur est importante. La diminution de la pente des courbes de tendance est aussi due à l'effet tampon du volume total de juvénile présent dans l'écoulement par rapport à la proportion de matière incorporée. En effet, bien qu'une couche érodable plus épaisse implique que l'écoulement entraîne plus de matériel, la proportion de matière érodée présente dans les dépôts ne pourra jamais atteindre 100 % du volume total, puisque le volume de matériel juvénile initial sera toujours présent dans les budgets de matière. Dans nos modèles, les dépôts d'écoulements pyroclastiques érosifs de faible volume peuvent être composés jusqu'à 80 % de produits érodés (ils quadruplent leur volume initial), dans le cas où ils se mettent en place sur une couche érodable épaisse (Fig. 3.23). Pour une même épaisseur h_{erod} de produit disponible, l'augmentation de volume se fait moins sentir pour des écoulements plus volumineux car la quantité de produit incorporé est plus faible par rapport au volume initial de l'écoulement (Fig. 3.23). La tendance des courbes reste cependant la même dans les deux cas testés (Fig. 3.23).

Nos résultats permettent d'illustrer l'impact du mode d'alimentation des écoulements sur le gain de volume associé provoqué par l'érosion. Lorsque le temps d'alimentation est long ($t_{\text{alim}} = 60$ s), c'est-à-dire lorsque le volume initial des écoulements est relâché progressivement, la proportion de matériel incorporé est globalement plus importante que lorsque tout le volume initial est relâché en une seule fois ($t_{\text{alim}} = 1$ s). Cet effet est surtout marqué pour les écoulements de faible volume ($3 \cdot 10^4$ m³) et des épaisseurs de couche érodable supérieures à 1 m (Fig. 3.23). Au cours des simulations, un écoulement relâché progressivement peut former plusieurs pulses, qui se mettent en mouvement dès que le seuil de plasticité est dépassé. Ces derniers sont ainsi plus fins et restent en contact plus longtemps avec la couche érodable, ce qui leur permet donc de mobiliser un plus grand volume de matériel affouillable qu'un écoulement relâché d'un coup (qui aura tendance à former un seul pulse plus épais). Ce phénomène affecte aussi les écoulements plus volumineux ($9 \cdot 10^4$ m³), mais la différence de volume ramenée en pourcentage est trop faible pour être visible sur le graphique (la différence est inférieure à la taille du symbole de la figure 3.23).

Un autre résultat mis en évidence par la figure 3.23 est que le gain de volume des écoulements érosifs n'est pas monotone par rapport à l'augmentation de l'épaisseur de la couche érodable. Bien que les courbes de tendance montrent une augmentation progressive du volume de matériel incorporé, les valeurs discrètes issues de chacune des simulations attestent d'une augmentation par palier (par exemple entre $h_{\text{erod}} = 3$ m et $h_{\text{erod}} = 4$ m). De faibles variations de h_{erod} entraînent donc une variation non négligeable du volume de matériel incorporé. Il apparaît au cours de la simulation qu'une faible augmentation de l'épaisseur d'un écoulement plastique- φ_{max} (lié à la présence d'une couche érodable légèrement plus épaisse) lui permet de dépasser son seuil de plasticité et de former ainsi un nouveau pulse. Ce nouveau pulse sera lui-même capable de remobiliser un plus large volume de matériel non-juvénile, ce qui entraîne en réaction une augmentation plus importante des proportions de matériel érodé présent dans les dépôts. L'érosion apparaît donc comme étant un phénomène instable (Fig. 3.23).

Le point essentiel de ces résultats est que, pour un volume d'écoulement donné, c'est la quantité de matériel érodable disponible (ici représenté par l'épaisseur h_{erod} de la couche érodable) qui détermine la proportion finale de matière non-juvénile incorporée par les écoulements dans nos modèles. En se basant sur les simulations de la figure 3.23, l'épaisseur de couche affouillable nécessaire pour reproduire la quantité de matière non-juvénile incorporée aux écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua est de 1 à 3 m pour des écoulements de faible volume ($3 \cdot 10^4 \text{ m}^3$) et de 5 à 8 m pour des écoulements plus volumineux ($9 \cdot 10^4 \text{ m}^3$).

3.4.C.b Distance de parcours

- Résultats 2D : plaine d'épandage horizontale

Afin de quantifier l'effet de l'érosion sur la mobilité des écoulements, il est crucial de s'intéresser à leur distance de parcours, déterminée ici en mesurant la position finale du front de l'écoulement par rapport au cratère. L'effet de l'érosion est exprimé en pourcentage de gain ou de perte de mobilité, qui correspond à la différence de distance de parcours mesurée entre des écoulements érosifs et non-érosifs possédant des paramètres identiques de modélisation.

La figure 3.24 présente le gain de mobilité associé aux différents volumes et mode d'alimentation testés dans le cadre de cette étude, en fonction de la proportion finale de matériel non-juvénile incorporé dans les dépôts, et dans le cas d'une plaine d'épandage théorique horizontale (voir 3.3.C). L'effet de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques est d'autant plus fort que la quantité de matière incorporée est grande par rapport à leur volume initial (Fig. 3.24). Les écoulements peu volumineux sont donc plus sensibles à l'érosion que ceux étant plus volumineux. Le mode d'alimentation des écoulements joue aussi un rôle important : si tout le volume initial de

l'écoulement est relâché en une seule fois, sa distance de parcours augmente, tandis que si l'alimentation est progressive, la distance de parcours des écoulements diminue (Fig. 3.24). Les écoulements dont le volume est relâché brutalement possèdent une inertie importante, qui contrebalance la perte de vitesse associée à l'érosion, et qui les autorise à se déplacer plus loin sur la plaine d'épandage théorique modélisée. Ce comportement se traduit par un étalement plus important des écoulements érosifs, qui sont plus épais, et un gain de distance de parcours associé compris entre 0,5 % et 2-4 % en fonction des volumes initiaux impliqués (Fig. 3.24). A l'inverse, des écoulements dont le volume est relâché progressivement se mettent en mouvement dès que le seuil de plasticité est atteint et forment donc des pulses moins épais, ne possédant que très peu d'inertie. Le gain d'épaisseur associé à l'érosion n'est donc pas en mesure de compenser la perte de vitesse et ces écoulements vont avoir tendance à s'arrêter plus tôt, ce qui se traduit par des distances de parcours réduites, de -4 % à -8 % pour les écoulements les moins volumineux à -0,5 % pour les plus volumineux (Fig. 3.24).

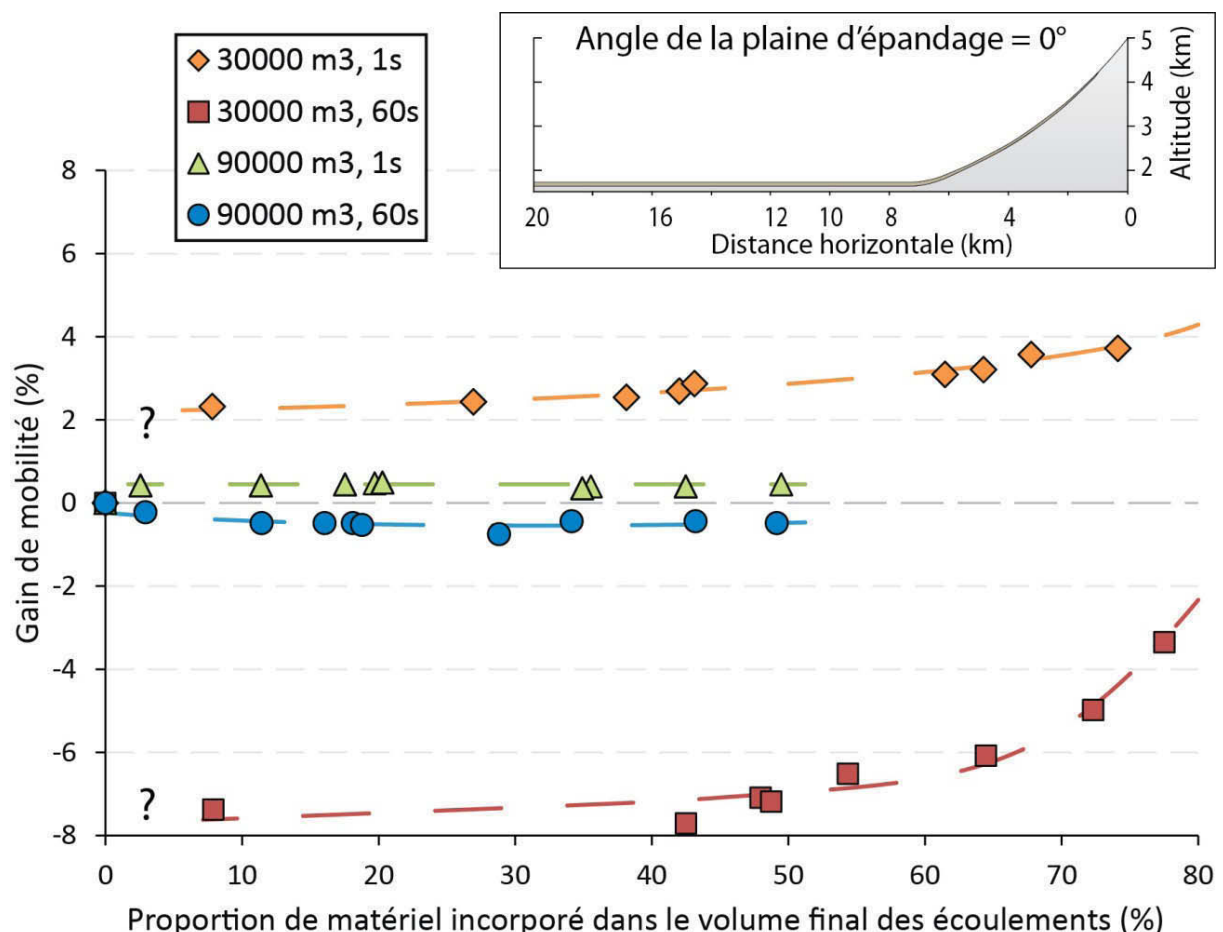


Fig. 3.24 : Gain de mobilité d'écoulements plastiques- φ_{\max} en fonction de la proportion de matériel érodé présent dans les dépôts, pour différents volumes initiaux ($3 \cdot 10^4$ ou $9 \cdot 10^4$ m³) et différents temps d'alimentation (1 ou 60 s). Les paramètres des simulations 2D possèdent les valeurs génériques du tableau 2. La plaine d'épandage artificielle à la base du volcan est horizontale.

- **Résultats 2D : plaine d'épandage de 10°**

La figure 3.25 présente le gain de distance de parcours d'écoulements possédant les mêmes caractéristiques que ceux de la figure 3.24 mais qui se mettent en place sur une plaine d'épandage théorique à la base du volcan caractérisée par un angle de pente de 10° (voir 3.3.C.b). Cette différence de configuration de la plaine d'épandage par rapport aux simulations de la figure 3.24 se traduit par des résultats différents.

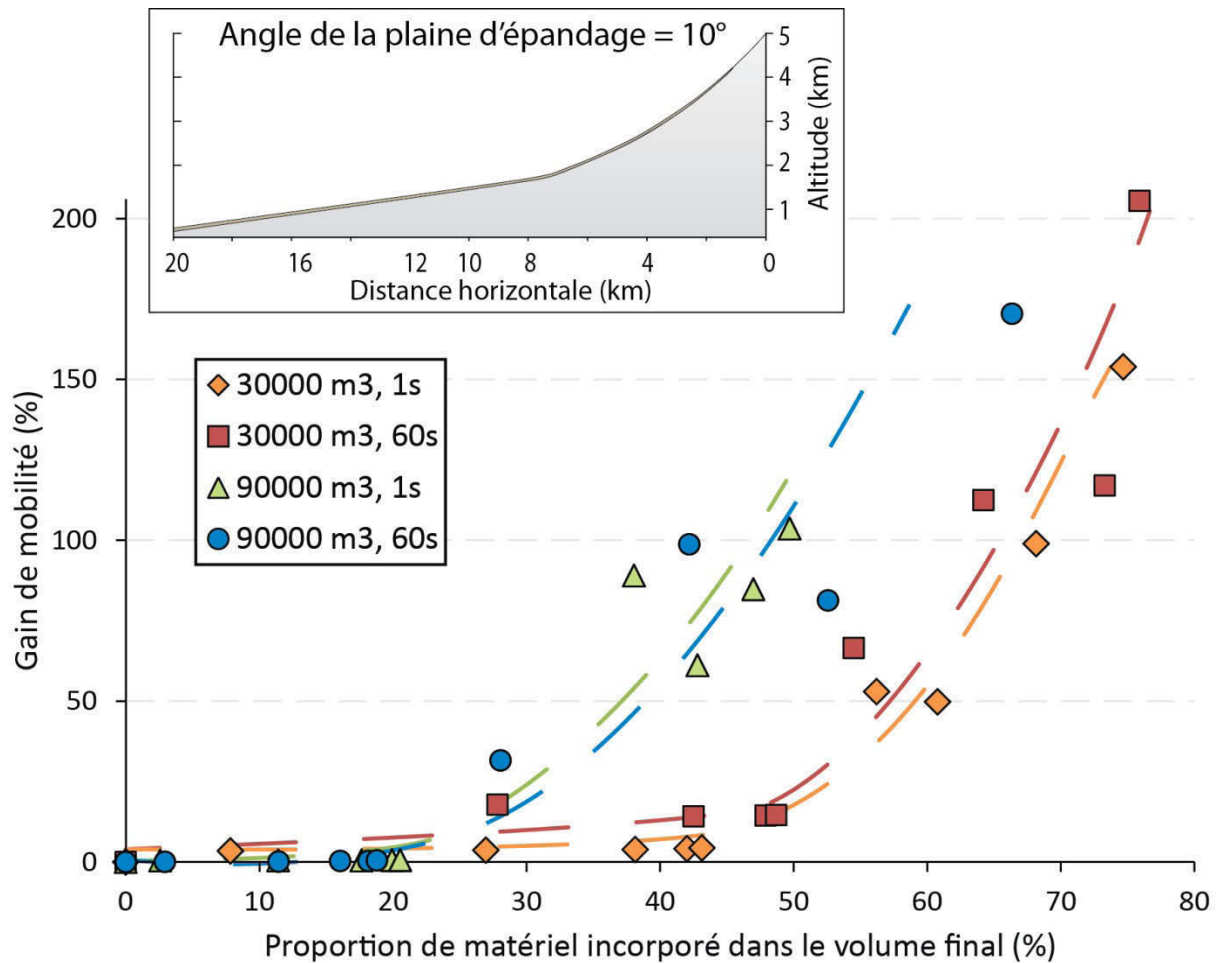


Fig. 3.25 : Gain de mobilité d'écoulements plastiques- ϕ_{\max} en fonction de la proportion de matériel érodé présent dans les dépôts, pour différents volumes initiaux ($3 \cdot 10^4$ ou $9 \cdot 10^4$ m³) et différents temps d'alimentation (1 ou 60 s). Les paramètres des simulations 2D possèdent les valeurs génériques du tableau 3.2. La plaine d'épandage artificielle à la base du volcan possède une pente de 10°.

En effet, dans cette configuration, le caractère érosif des écoulements est systématiquement accompagné d'un gain de distance de parcours, qui dépend du taux d'incorporation (Fig. 3.25). Pour une proportion de matière érodée inférieure à 20 % du volume total des écoulements, le gain de mobilité est faible (de l'ordre de quelques pourcents, figure 3.25), quel que soit le volume initial des écoulements ou leur temps d'alimentation. Pour des proportions de matériel non-juvénile incorporé comprises entre 20 % et 55 % du volume total, l'effet de l'érosion est différent en fonction du volume

initial des écoulements (Fig. 3.25). Les écoulements peu volumineux vont présenter des gains de distance de parcours de l'ordre de 10 % à 20 %, et formant un plateau (c.à.d. des gains relativement constants) jusqu'à 50 % de matière incorporée (Fig. 3.25). Lorsque le volume de matériel érodé dépasse 50 % du volume total des dépôts, le gain de mobilité associé aux écoulements peu volumineux devient alors très élevé (50 % et plus), et augmente rapidement (Fig. 3.25). Pour des écoulements plus volumineux, il n'y a pas d'évidence de plateau, et dès que la proportion de matériel incorporé dépasse 30 %, le gain de mobilité associé augmente rapidement (50 % et plus, Fig. 3.25).

La différence de mobilité observée en fonction du volume est due à une différence de sensibilité des écoulements à la quantité de matériel incorporé : les écoulements peu volumineux ont besoin de mobiliser moins de matériel affouillable que les écoulements volumineux pour que la proportion totale de matériel incorporé dans les dépôts atteigne 50 %. C'est ce qui explique le décalage observé dans les courbes de la figure 3.25 : pour une même proportion finale de produits érodés dans les dépôts (par exemple 50 %), le volume entraîné est beaucoup plus important dans le cas d'écoulements volumineux que dans le cas d'écoulements de plus faible volume.

Le rôle du taux d'alimentation sur la mobilité des écoulements n'est quant à lui pas clair. Le fait de relâcher l'écoulement de manière progressive dans le cas d'écoulements de faibles volumes semble se traduire par une mobilité accrue, notamment au niveau du « plateau » entre 25 % et 50 % de proportion de matériel érodé dans les volumes totaux (Fig. 3.25). Le comportement des écoulements plus volumineux ne montre quant à lui pas de différences significatives entre les deux moyens d'alimentation testés (Fig. 3.25).

Pour des proportions finales de matière érodée compatibles avec les données naturelles dans les dépôts (i.e. 40-50 %, voir *Chapitre 2*), les gains de distance de parcours associés au caractère érosif des écoulements sont respectivement de l'ordre de 15-17 % pour des écoulements de faible volume ($3 \cdot 10^4 \text{ m}^3$) et de 50-80 % pour des écoulements plus volumineux ($9 \cdot 10^4 \text{ m}^3$).

- **Résultats 3D**

Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus à partir de simulations numériques 2D, c'est-à-dire sur une topographie représentant le profil du volcan (voir 1.3.C). La figure 3.26 présente les résultats de simulations menées sur une topographie 3D du Tungurahua extraite du modèle numérique de terrain (MNT) à 10 m obtenu par digitalisation de la carte topographique de l'IGM (Institut Géographique Militaire de l'Equateur) par M. Souris de l'IRD. Le volume de matériel juvénile et le mode d'alimentation des écoulements sont fixés de manière à reproduire les conditions du paroxysme de 2006 du Tungurahua (voir tableau 3.2 et *Kelfoun et al., 2009*) et à pouvoir être comparés aux écoulements simulés en 2D. Le volume de matériel juvénile est ainsi de $0,5 \cdot 10^6 \text{ m}^3$

dans tous les cas de figures présentés ici et la source est fixée sur le cône supérieur de l'édifice, à l'emplacement du cône d'agglutinats d'août 2006. Le temps d'alimentation est quant à lui de 1 s ou 60 s, comme indiqué sur la figure 3.26.

Les écoulements ont été modélisés pour la ravine de Juive Grande, au Nord de l'édifice, qui correspond à la zone échantillonnée de manière radiale ayant servi de base à la définition du patron d'érosion naturel des écoulements (*voir Chapitre 2*). La présence de la couche érodable sur le flanc du volcan pour une pente donnée est matérialisée en rosé sur le MNT. Cette dernière a été définie avec un angle de repos de 30° (*voir 3.2.B*).

Les différents paramètres utilisés pour effectuer les simulations présentées dans la figure 3.26 sont les mêmes et ont été fixés de manière à être le plus proche possible du cas naturel (*voir tableau 3.2*). Les seules différences entre les différentes simulations sont donc le temps d'alimentation, et la prise en compte ou non de la capacité érosive des écoulements (c'est-à-dire à l'insertion ou non de la loi d'érosion dans le code de calcul VolcFlow, *voir section 3.3*). Commentons tout d'abord l'effet du temps d'alimentation sur les zones impactées par les écoulements. Il apparaît que la libération brutale de l'ensemble de la masse de l'écoulement se traduit par un étalement important des écoulements sur les parties supérieures de l'édifice (Fig. 3.26). Cet étalement important est dû à la forte épaisseur initiale des écoulements et leur inertie importante. Ils sont donc capables de franchir des obstacles topographiques relativement importants, et/ou de sortir du réseau de drainage. Ce comportement entraîne alors un étalement plus conséquent, avec des implications sérieuses pour la définition de l'aléa associé.

Dans le cas où la masse est relâchée progressivement, des pulses de matière se forment dès que l'épaisseur de l'écoulement est supérieure à son seuil de plasticité (*voir Fig. 3.22 par exemple*). Ces pulses ne possèdent que peu d'inertie et leur épaisseur est moins importante : ils sont donc bien canalisés par les ravines et/ou les vallées (Fig. 3.26). Cette différence d'étalement sur la partie supérieure du volcan se traduit par les différences de distances de parcours observées sur la figure 3.26 par rapport aux écoulements dont la masse est relâchée d'un coup. Un confinement plus important évite la dispersion de la masse, et se traduit par une distance de parcours accrue (Fig. 3.26).

Le point intéressant réside cependant dans le fait que les écoulements simulés en 3D sont capables d'éroder la couche affouillable stable présente sur le flanc du volcan au cours de leur mise en place, et que le gain de volume associé se traduit dans les deux cas d'alimentation testés par une augmentation de la distance de parcours (Fig. 3.26). Ces résultats 3D sont donc cohérents avec les simulations 2D présentées précédemment.

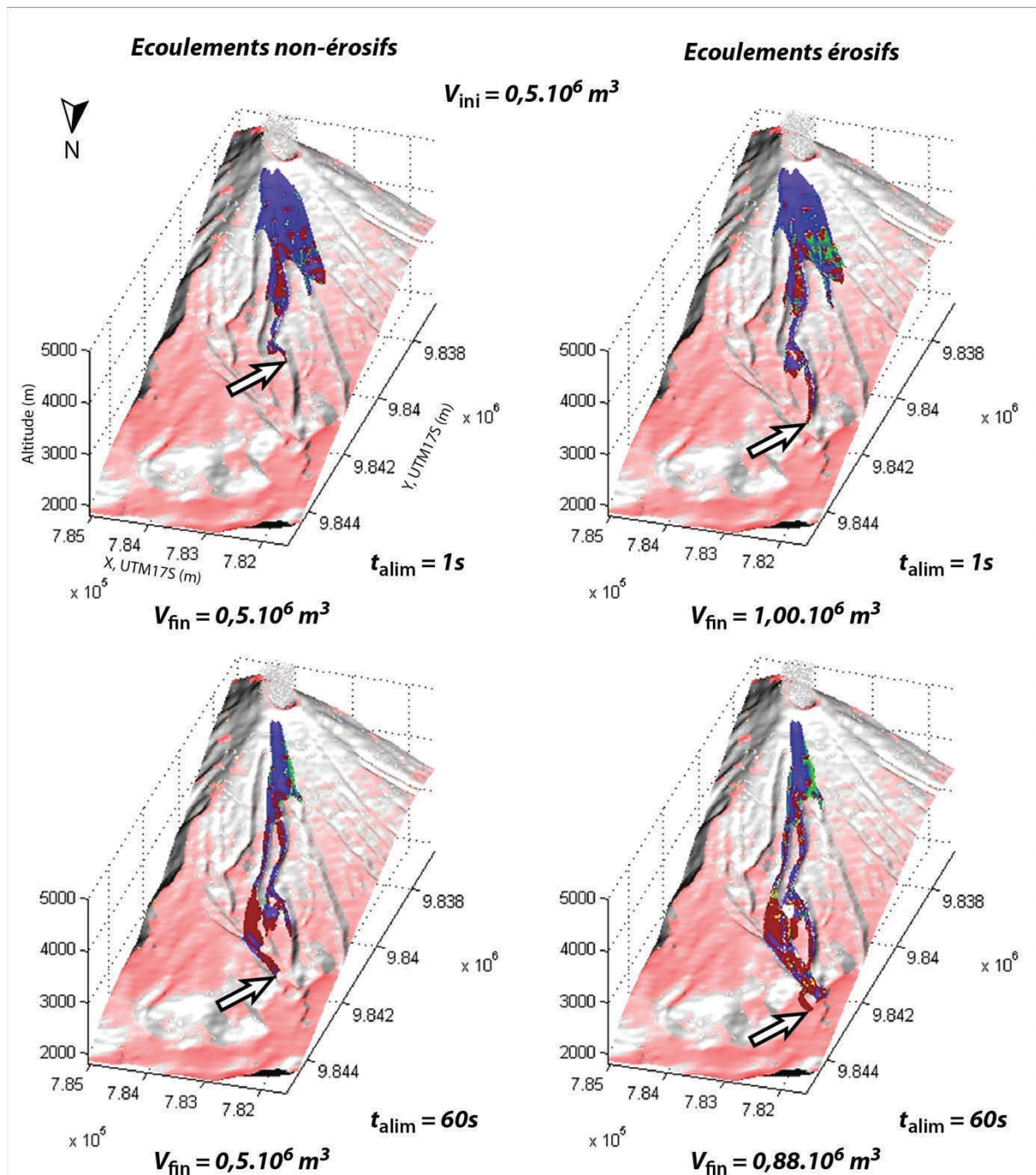


Fig. 3.26 : Résultats de simulations numériques 3D menées sur un MNT à 10m de la partie Nord du Tungurahua (au niveau de la zone de Juive Grande) avec une rhéologie plastique- φ_{\max} . Les paramètres des simulations possèdent les valeurs génériques présentées dans le tableau 3.2. Deux cas sont testés : un volume initial V_{ini} relâché instantanément (en 1 s) ou progressivement (en 60 s). Les simulations sont effectuées avec des écoulements non-érosifs ou érosifs, de manière à mettre en évidence l'effet de l'incorporation sur la distance de parcours des écoulements. Les flèches indiquent la position finale du front de l'écoulement dans les différentes simulations. V_{fin} désigne le volume final des écoulements modélisés. La couleur rose indique la présence de couche affouillable stable avant le début de la simulation.

3.5. Discussion : apport de la modélisation numérique à la problématique des écoulements pyroclastiques érosifs et liens avec l'aléa

La loi d'érosion proposée dans cette étude est basée sur un certain nombre d'hypothèses et de simplifications qui ne permettent sans doute pas d'appréhender l'ensemble des processus complexes d'érosion associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques. Le but de cette thèse est cependant d'explorer le comportement de différents modèles d'écoulements pyroclastiques érosifs possédant des rhéologies Coulomb et plastique- ϕ_{\max} et d'évaluer la capacité de ces modèles à reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements. Il s'agit d'une démarche indispensable vers une meilleure compréhension de l'érosion associée à la mise en place des écoulements, qui était encore largement méconnue jusqu'à présent, et de son impact sur l'aléa. La comparaison systématique des résultats numériques au cas naturel permet de ne pas surinterpréter les modèles.

Les principaux résultats obtenus dans ce chapitre de thèse ont fait l'objet d'une publication sous la forme d'un article dans la revue "Bulletin of Volcanology" (*Bernard et al., 2014*). Les mécanismes d'érosion sont notamment discutés dans cet article, qui est présenté dans la section suivante (3.5.A), après en avoir fait un résumé substantiel. Les résultats non-inclus dans cette publication feront ensuite l'objet d'une discussion complémentaire dans les sections suivantes (3.5.B et 3.5.C).

3.5.A. Mécanismes d'érosion

Résumé substantiel de l'article de *Bernard et al., (2014)*

Les résultats présentés dans les *sections 3.4.A et 3.4.B* ont mis en évidence le rôle clef du rapport entre les contraintes normales et cisailantes (normal vs. shear stress ratio) de l'écoulement, à la fois dans sa dynamique de mise en place, et sur sa capacité à éroder la couche affouillable. Quelle que soit la rhéologie utilisée au cours des simulations, les contraintes cisailantes doivent être fortes pour que l'écoulement soit érosif et puisse reproduire le patron d'érosion naturel mis en évidence dans cette étude. Or, des contraintes cisailantes fortes provoquent un arrêt prématuré de l'écoulement, car ce dernier est fortement ralenti, et les simulations ne sont alors pas compatibles avec des distances de parcours naturelles observées lors de l'éruption (*Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013*). Ce comportement paradoxal des écoulements ne peut être résolu que grâce à des variations dynamiques du rapport contraintes normales / contraintes cisailantes au cours de sa mise en place des écoulements, autorisant tantôt le déplacement, tantôt l'érosion.

La rhéologie Coulomb est caractérisée par un angle de friction basal φ_{bed} fixe (eq. 5), ce qui implique que le rapport des contraintes normales / cisailantes ne dépend pas de l'épaisseur ou de la vitesse de l'écoulement (pour une pente donnée). Nos résultats montrent que ce rapport est favorable soit à la mobilité de l'écoulement, soit à sa capacité érosive, ce qui explique pourquoi la rhéologie Coulomb n'est pas en mesure de reproduire les données naturelles d'érosion dans nos modèles. Ce résultat est en accord avec des études précédentes, où les auteurs ont noté que des écoulements Coulomb sont incapables d'éroder leur substrat si leur angle de friction basal est inférieur ou égal à l'angle de repos du matériel érodable (*Medina et al., 2008*). D'autres paramètres, tels que la pression de pore (*Iverson et Delinger, 2001, Iverson, 2012* ; voir section 1.3.C.b du Chapitre 1) doivent alors être incorporés aux équations pour que l'érosion soit effective. Or, ces grandeurs ne sont pas connues et/ou s'appliquent mal aux cas d'écoulements pyroclastiques naturels. Le rôle de la pression de pore dans des écoulements peu ou pas fluidisés comme ceux étudiés ici semble par exemple être négligeable (*Lube et al., 2007*).

Un moyen simple de faire varier le rapport des contraintes normales / cisailantes des écoulements est d'utiliser une rhéologie intégrant intrinsèquement cette caractéristique. Des rhéologies dérivées de la loi Coulomb et possédant des angles de friction basale qui varient en fonction de l'épaisseur ou de la vitesse de l'écoulement (ex : *Mangeney et al., 2010* ; *Andreotti et al., 2012*) commencent à se développer, mais elles sont en grande partie basées sur l'utilisation de paramètres expérimentaux dont la capacité à reproduire des écoulements naturels reste incertaine. La rhéologie plastique- φ_{max} , intègre quant à elle naturellement des variations du rapport des contraintes normales / cisailantes. Cette rhéologie stipule en effet que la contrainte cisailante exercée par l'écoulement est constante (eq. 7) au cours de sa mise en place. La signification physique du cisaillement constant de la rhéologie plastique- φ_{max} reste encore débattue (*Kefloun, 2011*), mais pourrait être liée au plafonnement des contraintes exercées par le matériel granulaire en mouvement, comme semblent le montrer des études analogiques récentes (*Guillard et al., 2013* ; *Wortel et al., 2014*). Les écoulements pyroclastiques pourraient donc avoir un comportement complexe non-frictionnel, que la rhéologie plastique semble être capable de décrire au premier ordre. La contrainte normale des écoulements plastiques étant liée à son épaisseur, des variations dynamiques de ce paramètre au cours de leur mise en place impliquent donc inévitablement des variations du rapport des contraintes normales / cisailantes. Nos résultats montrent ainsi qu'un écoulement épais possède une forte capacité à se mouvoir mais n'est pas érosif, tandis qu'un écoulement fin est érosif mais s'arrête sur une courte distance (voir 3.4.B.c et Fig. 3.19).

Nos simulations montrent de plus que les écoulements plastiques se mettent en place sous la forme de pulses, et présentent donc des variations dynamiques d'épaisseur au cours de leur mise en

place (voir par exemple la Fig. 3.22). Un comportement « cyclique » des écoulements a été observé dans nos simulations. Le pulse de matière associé à un écoulement s'étale, s'amincit, ralentit et érode puis s'épaissit, dépasse son seuil de plasticité et se déplace à nouveau sans éroder sur le flanc du volcan. Ce déplacement induit un étalement qui initie un nouveau cycle. D'un point de vue morphologique, ces pulses de matière sont typiquement composés d'un front fin fortement frictionnel suivi par une tête sur-épaissie et un corps épais, qui s'écoulent sans éroder (voir par exemple Figs. 3.20 ou 3.22). Ce mode de mise en place particulier des écoulements pyroclastiques a déjà été décrit par des études numériques utilisant une rhéologie plastique (Kefloun *et al.*, 2009 ; Kelfoun, 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2012), ainsi que dans des cas naturels (Walker *et al.*, 1995 ; Schwartzkopf *et al.*, 2005 ; Lube *et al.*, 2007 ; Sulpizio et Delino, 2008 ; Charbonnier et Gertisser, 2011). Des écoulements composés d'un front fin et d'un corps plus épais ont aussi largement été documentés par les études analogiques (ex : Lube *et al.*, 2007 ; Mangeney *et al.*, 2010 ; Chédeville et Roche, 2014 ; Farin *et al.*, 2014). Les variations dynamiques d'épaisseurs provoquées par la mise en place pulsatile des écoulements et/ou par le passage de différents pulses sur la couche affouillable produisent les variations du rapport des contraintes normales / cisailantes de l'écoulement responsables de l'initiation de l'érosion. Nos simulations montrent que la capacité érosive des écoulements est maximale quand ce dernier s'amincit et qu'il ralentit et devient minimale lorsque l'écoulement est épais et qu'il accélère (voir aussi section 1.4.B.c). Des études analogiques récentes indiquent que la capacité érosive des écoulements granulaires augmente en phase de décélération (Farin *et al.*, 2014), ce qui est compatible avec le mécanisme d'érosion numérique mis en évidence dans cette thèse et pointent le rôle important du front de l'écoulement et de la pente dans les mécanismes d'érosion (Sovilla *et al.*, 2006 ; Hsu *et al.*, 2008 ; Mangeney *et al.*, 2010 ; Farin *et al.*, 2014).

Le patron d'érosion numérique modélisé (avec les paramètres les plus proches des conditions supposées naturelles de l'éruption de 2006 du Tungurahua) est caractérisé par une capacité érosive des écoulements limitée à des pentes fortes (> 20-30°), ce qui est parfaitement compatible avec les données naturelles (voir Chapitre 2), ainsi qu'avec de nombreuses autres descriptions de terrain (ex : Cole *et al.*, 1998b ; 2005 ; Saucedo *et al.*, 2005 ; Lube *et al.*, 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011). L'approche numérique utilisée semble donc en mesure de reproduire convenablement le comportement au premier ordre des écoulements pyroclastiques érosifs de volume modeste tels que ceux de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua, et elle peut donc être utilisée pour estimer l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques. Nos simulations soulignent aussi le rôle clef de la quantité de matériel affouillable disponible sur le flanc du volcan avant le passage des écoulements, comme nous allons le discuter en détail dans la section suivante.

Il est enfin important de souligner que le comportement érosif mis en évidence dans notre étude ne s'applique qu'aux types d'écoulements étudiés (i.e. de taille modeste, peu fluidisés et à granulométrie grossière, voir Chapitre 2). Des écoulements pyroclastiques de nature différente, notamment ceux fortement fluidisés et riches en cendres, sont susceptibles de présenter des mécanismes d'érosion différents. C'est ce que suggère l'étude analogique récente de *Roche et al. (2013a)*, qui met en évidence le rôle important de la pression de pore et de la granulométrie des écoulements dans leur capacité érosive, et qui permet d'expliquer des dépôts naturels où l'incorporation se produit sur des pentes faibles (*Le Pennec et al., 1994 ; Brand et al., 2014*). Une incorporation proximale préférentielle (*Buech, 1992 ; Giordano, 1998*) ainsi que des preuves de fluctuations importantes des contraintes cisailantes basales (*LaBerge et al., 2006*), et d'érosion renforcée par la pente (*Scarpatti et Perrotta, 2012*) ont cependant été mises en évidence dans des dépôts ignimbritiques, ce qui laisse penser que les mécanismes d'érosion mis en évidence dans cette étude pourraient être aussi actifs (au moins partiellement) dans le cas d'écoulements pyroclastiques fluidisés de plus grand volume de type ignimbritiques.

Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador

Julien Bernard^{1*}, Karim Kelfoun¹, Jean-Luc Le Pennec¹ and Silvia Vallejo Vargas²

¹ *Laboratoire Magmas et Volcans, Université Blaise Pascal - CNRS - IRD, OPGC, 5 rue Kessler, 63038 Clermont Ferrand*

² *Instituto Geofísico, Escuela Politécnica Nacional, Quito, Ecuador*

* Corresponding author: J.Bernard@opgc.univ-bpclermont.fr, Tel: 0033 (0)4 73 34 67 23

Publié dans "Bulletin of Volcanology", Volume 76, pp. 1-16

En ligne depuis le 13 août 2014

"Electronic supplementary material" en ANNEXES 7

Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador

Julien Bernard · Karim Kelfoun · Jean-Luc Le Pennec · Silvia Vallejo Vargas

Received: 19 November 2013 / Accepted: 3 August 2014
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014

Abstract Pyroclastic density currents (PDCs) are high-temperature and high-velocity mixtures that threaten populations in the vicinity of many active volcanoes. Deciphering the cause of their remarkable mobility is essential for volcanic hazard analysis, but remains difficult because of the complex processes occurring within the flows. Here, we investigate the effect of bulking on dense PDC mobility by means of a double approach. First, we estimate the amount of material incorporated into scoria flows emplaced during the August 2006 eruption of Tungurahua volcano, Ecuador. For this, we carry out a detailed analysis of 3D-corrected digital images of well-exposed scoria flow deposits. Componentry analysis indicates that PDC bulking occurs principally on the steep ($>25^\circ$) upper slope of the volcano, and the deposits typically comprise 40–50 wt% of non-juvenile (i.e., accessory and accidental) material. Secondly, we develop a simple stress-related grain-by-grain equation of erosion combined with two simple depth-averaged geophysical mass-flow models that compare the bulking mechanism to a non-fluidized and a fluidized flow. Two behaviors based on Coulomb and plastic rheologies are

used to reproduce, on a first order basis, the 2006 Tungurahua PDCs. Cross-check comparisons between these modeled cases and the erosion pattern inferred from field-based data allow us to evaluate the accuracy of our modeling assumptions. Regardless of the rheological regime, the PDC-induced erosion pattern of the 2006 Tungurahua eruption can only be reproduced by fluctuations of the flow's basal shear stress during emplacement. Such variations are controlled by flow thinning-thickening processes, notably through the formation of a thick non-erosive flow body that pushes a thin frictional erosive front during PDC emplacement. The input volume of juvenile material, as well as the thickness of the erodible layer available prior to the eruption, are additional key parameters. Our work highlights complexities in PDC erosion and bulking processes that deserve further study. In terms of hazard assessment, our findings reveal that incorporation and bulking translate into increased flow mobility, i.e., the augmented flow mass enhances both flow velocity and runout distance (up to 20 %). These outcomes should be considered closely for hazard analysis at many other andesitic volcanoes worldwide where similar PDC events are common.

Editorial responsibility: V. Manville

Electronic supplementary material The online version of this article (doi:10.1007/s00445-014-0858-y) contains supplementary material, which is available to authorized users.

J. Bernard (✉) · K. Kelfoun · J.-L. Le Pennec
Clermont Université, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, BP 10448, 63000 Clermont-Ferrand, France
e-mail: j.bernard@opgc.univ-bpclermont.fr

J. Bernard · K. Kelfoun · J.-L. Le Pennec
CNRS, UMR 6524, LMV, 63038 Clermont-Ferrand, France

J. Bernard · K. Kelfoun · J.-L. Le Pennec
IRD, R 163, LMV, 63038 Clermont-Ferrand, France

S. Vallejo Vargas
Instituto Geofísico, Escuela Politécnica Nacional, Quito, Ecuador

Keywords Pyroclastic density currents · Erosion · Componentry · Numerical simulation · Tungurahua

Introduction

Pyroclastic density currents (PDCs) are highly mobile mixtures of blocks, lapilli, ash, and hot volcanic gas produced during explosive eruptions. Their flow behavior defines a continuum between dilute, turbulent and dense, granular end-members. Most dense PDCs are high-velocity flows with potentially long runout distances and represent the most deadly phenomena associated with volcanic activity, with tens of thousands of lives claimed in the past millennium

(Tanguy et al. 1998; Auker et al. 2013). Understanding the origin of the remarkable mobility and velocity of PDCs is therefore a major research issue in volcanology that has stimulated numerous studies using field, analogue, and numerical approaches (e.g., Sparks 1976; Sparks et al. 1978; Druitt 1998; Branney and Kokelaar 2002; Dellino et al. 2010; Kelfoun 2011; Jessop et al. 2012; Roche et al. 2013 and references therein).

Many previous studies have documented the complex componentry assemblage of natural PDC deposits (e.g., Buesch 1992; Boudon et al. 1993; Sparks et al. 1997; Calder et al. 2000; Gurioli et al. 2002; Saucedo et al. 2004; Cole et al. 2005; Lube et al. 2007; Charbonnier and Gertisser 2011; Brand et al. 2014), which all show evidence of incorporation of accessory and accidental material (in the sense of Cas and Wright 1987; hereafter referred to as “non-juvenile” material) during emplacement.

Observations of debris flows, avalanches, or landslides coupled with laboratory experiments have been used in previous studies to formulate theoretical equations of substrate entrainment. Earlier experimental and numerical attempts at reproducing erosion at the base of granular flows have shown that slope angle, flow velocity, thickness and internal particle concentration, shear stress and mass transfer processes near the flow base, pore-pressure and plowing effects are, among other parameters, essential in controlling the erosion type and rate triggered by granular flows and snow avalanches (Egashira et al. 2001; Fraccarollo and Capart 2002; Naaim et al. 2003; Pitman et al. 2003; Cao et al. 2004; Mc Dougall and Hungr 2005; Sovilla et al. 2006; Mangeney et al. 2007, 2010; Bouchut et al. 2008; Medina et al. 2008; Iverson et al. 2011; Mc Coy et al. 2012; Iverson 2012; Pirulli and Pastor 2012; Quan Luna et al. 2012; Roche et al. 2013; Farin et al. 2013 and references therein). Importantly, laboratory experiments reveal that the erosion processes associated with the emplacement of dry granular flows increase their velocity and runout distance (up to 40–50 %) when the slope angle is set close to the friction angle of the bed material (Mangeney et al. 2010; Farin et al. 2013). Overall, previous field studies and these analogue models of clast incorporation into granular flows point to complex entrainment mechanisms. Concomitantly, detailed theoretical and numerical investigations have led to the definition of various equations for the erosion rate E , which predict that volume and mass growth of wet and dry granular flows through erosion and incorporation are described either by an exponential law (Mc Dougall and Hungr 2005; Crosta et al. 2009; Pirulli and Pastor 2012), or by a monotonic increase in the amount of eroded material with the basal shear stress when a given threshold is exceeded (Pitman et al. 2003). Such theoretical formulations rely on the assumptions that E is essentially controlled by the rheological behavior of the flow and the mechanical properties of the erodible bed. These studies mostly focus on debris flows,

landslides, and rock or snow avalanches, so the influence of bed erosion and material incorporation on PDC mobility and velocity has not been fully clear in previous numerical works (Lê and Pitman 2009).

In this paper, we consider the influence of erosion processes on PDC behavior by means of a double approach. Firstly, we estimate the amount of erosion incorporation of non-juvenile material in natural dense granular PDC deposits using data from well-exposed scoria-flow deposits of the August 2006 Tungurahua volcano eruption in Ecuador. The componentry study is based on the analysis of high-resolution images of selected exposures in the field. Secondly, we focus on the influence of basal shear stresses commonly used in numerical simulations of PDCs (i.e., Coulomb and plastic rheologies) to compare the 2006 erosion pattern inferred from the above image analysis data with that reproduced by the modeling approach. We define a simple erosion law based on the balance of external forces exerted on a particle from the erodible bed and submitted to PDC shearing. This erosion law is incorporated into the VolcFlow depth-averaged numerical code (Kelfoun and Druitt 2005), which allows different rheological flow behaviors to be tested on DEM-derived slopes. In addition, as shown in a previous work, our approach has potential for hazard assessment purposes (Pitman et al. 2003; Kelfoun et al. 2009; Charbonnier and Gertisser 2012).

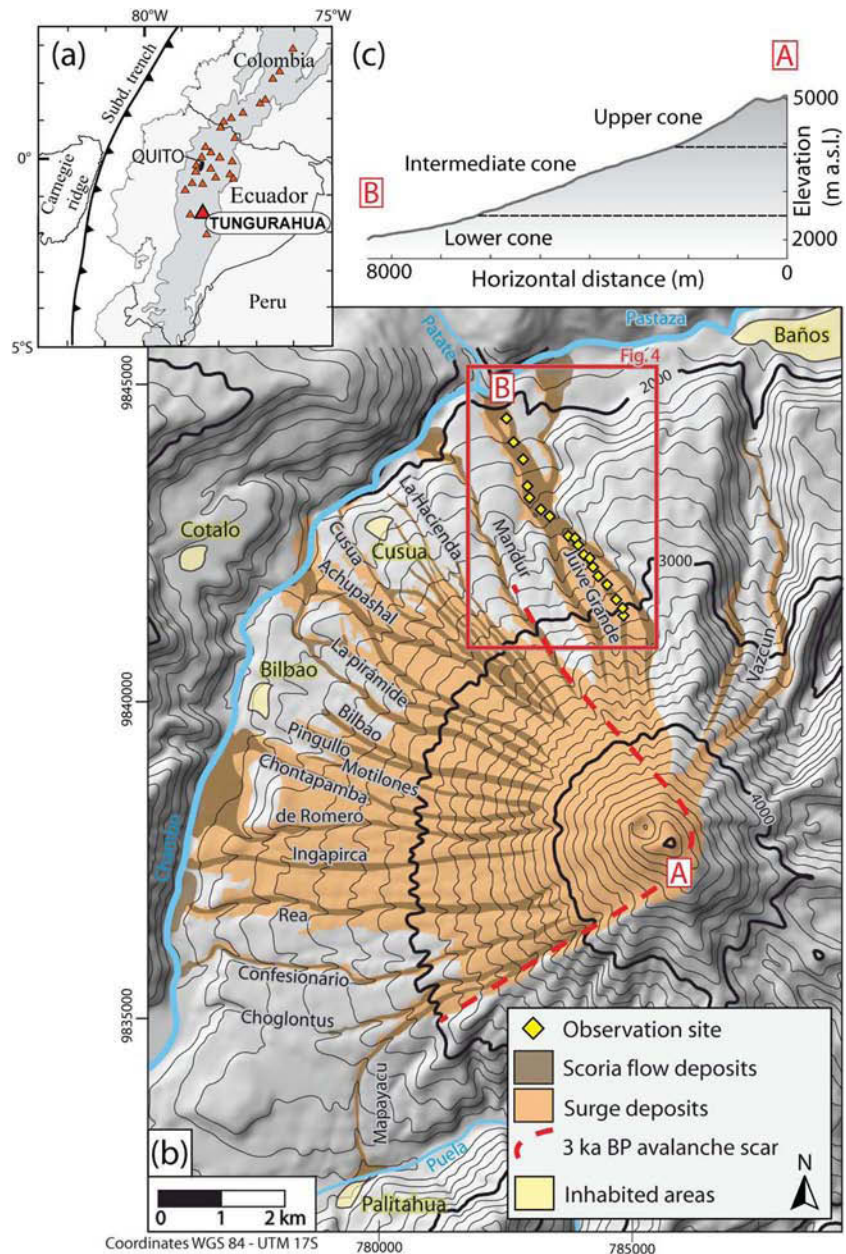
In this study, we call the non-erodible part of the PDC channel bedrock the “substrate” and the superficial potentially removable layer the “erodible bed.” Following Iverson (2012), “entrainment” is the incorporation process of solid particles that does not change bulk flow composition, and “bulking” is defined as a clast-incorporation process that increases the flow’s volumetric solid fraction. The expression “erosion pattern” is used to describe the main characteristics of the PDC-induced entrainment and incorporation processes and effects (i.e., erosion intensity and localization along PDC paths).

Geological settings

Tungurahua volcano and the 2006 eruption

Tungurahua (5,023 m asl) is a steep-sided andesitic stratocone located in the Eastern Andean Cordillera of Ecuador (Fig. 1a, b). Recent geological investigations show that PDC-forming eruptions have occurred in the past millennium at a rate of at least one per century (Hall et al. 1999; Le Pennec et al. 2008, 2013). About 25,000 inhabitants living on the northern, western, and southern sides of the edifice are potentially threatened by the volcano. After 80 years of repose, a new eruptive period started in 1999, with subpersistent explosive activity of uneven intensity and style (e.g., periods of

Fig. 1 **a** Location map of Tungurahua volcano in Ecuador. In *gray*, Andean relief above 2,000 m asl; *triangles* volcanoes active during the past 10,000 years. **b** Map of Tungurahua 2006 pyroclastic flow deposits (PDC deposits in *dark brown* and surge deposits in *orange*) plotted on a shaded DEM of the edifice (modified from Kelfoun *et al.* 2009). *Red rectangle* corresponds to the extent of Fig. 4. **c** Section along profile A–B showing the three morphological domains described in the text



complete quiescence and sporadic stronger strombolian to subplinian events, Carn *et al.* 2008; Le Penneç *et al.* 2012; Eycheñne *et al.* 2013). The erupted magma has a homogeneous andesitic composition (58–59 wt% SiO₂), with minor subdacitic pumice in August 2006 (61–63 wt% SiO₂; Samaniego *et al.* 2011).

The strong and deadly 16th–17th August 2006 PDC-forming eruption had a rank of VEI 4 based on satellite remote sensing data (Fee *et al.* 2010) while tephra studies and monitoring data point to a VEI 3 subplinian event (Eycheñne *et al.* 2012, 2013; Hall *et al.* 2013). This event has been thoroughly documented in recent studies (Arellano *et al.* 2008; Kelfoun *et al.* 2009; Steffke *et al.* 2010; Eycheñne *et al.* 2012, 2013;

Hall *et al.* 2013; Douillet *et al.* 2013) and is used below as a test case to investigate entrainment-incorporation processes in dense PDCs.

Cone structure and 2006 PDC deposits architecture

The Tungurahua edifice has a broad conical shape with a rugged, eroded eastern part and a fairly smooth and regular western part (Fig. 1; Hall *et al.* 1999). We divide the E–W profile of the young Tungurahua edifice into three main morphological domains. The domain near the summit, above ~3,500 m asl, is referred to here as the “upper cone” and is characterized by steep slopes (35–45°) with a rough drainage

network. The “intermediate cone” lies between 3,500 and 2,300 m asl, about 2.5–6 km from the vent, where the slope gradually decreases from 30–35 to 20° and the morphology is rugged with pronounced gullies. The base of the volcano below 2,300 m asl has a smooth landscape with gentle slopes (10–20°) cut by a few ravines and is referred to here as the “lower cone.”

Large-scale features of the 2006 PDCs and surges are described in Hall et al. (2013) and Douillet et al. (2013). Here, we focus on the Juive Grande area, located on the northwestern side of the volcano (Fig. 1), which was affected by many PDC phases of the 2006 eruption (Hall et al. 2013). By the time of our field work, in March 2012 and October 2013, most 2006 PDC deposits had been incised down to the base by narrow gullies, exposing spectacular subvertical sections.

2006 PDC deposits in the Juive Grande area

In the Juive Grande area, the PDC deposits display significantly different features in the three morphological domains described above. Observations and thermal infrared images captured during the eruption indicate that no pyroclastic flow deposits were emplaced above 3,800 m asl, on slope angles >25–30° (Kelfoun et al. 2009). From this observation and our field surveys, we infer that PDC sedimentation most likely began as patchy deposits between 3,800 and 3,300 m asl. On the intermediate cone of Juive Grande (3,300 to 2,200 m asl), the 2006 PDCs were channelized in the gullies. The deposits can be traced as a continuous ravine-ponded breccia with a subflat-topped surface morphology formed by the stacking of discrete flow units. The overall thickness at ~3,300 m asl is in the order of 1–2 m and increases downslope to 3–5 m at 2,300 m asl. In the Juive lower cone area (2,300–1,900 m), the morphology is smoother and the flows generally unconfined. Pyroclastic fans (50–150 m wide) were formed in the Pastaza river valley (Fig. 1) by the overlapping of PDC flow units. Each flow unit is typically 1–2 m thick at the front, with a channel width of 3–7 m where well-developed levees are preserved in each flow tongue higher on the slopes. In vertical sections, the deposits show common reverse coarse-tail grading and cauliflower bombs at the top. Quarries in the 2006 deposits at Juive Grande (Fig. 1) expose a maximum thickness of 5–7 m of scoriaceous flow material.

In summary, the overall structure of the 2006 deposits is broadly correlated with the slope of the cone and the total thickness tends to increase downslope. No deposition occurred on the steepest slopes of the volcano (the upper cone, above ~3,500 m asl), and depositional processes began high on the intermediate cone. Similar depositional patterns have been documented at other andesitic volcanoes worldwide (e.g., Colima in Mexico, Saucedo et al. 2002; Sarocchi et al. 2011; Arenal in Costa Rica, Cole et al. 2005; Ngauruhoe in New Zealand, Lube et al. 2007; Merapi in Indonesia,

Charbonnier and Gertisser 2011), and are an essential feature for modeling purposes.

Methods

Our field work was carried out along a subradial, 4-km long transect in the Juive Grande valley, where the 2006 deposits are incised by ~5–10-m-deep ravines. Thickness, surface morphology, stratigraphy, grain size, grading, and componentry features of the scoriaceous PDC deposits were documented at 23 sites (Fig. 1). We selected eight sites to perform a detailed grain-size and componentry analysis of the deposits using a novel approach based on image analysis coupled with stereological conversion (based on image segmentation and stereological unfolding techniques). High-resolution images of selected deposits' sections were taken at several magnifications to capture grain componentry and shape for a large size range (~50 to ~0.2 cm; Fig. 2). Our workflow is illustrated in Fig. 3 and summarized in the [Supplementary electronic material \(SEM\)](#). A detailed description of the analytical protocol and results is beyond the scope of this paper and will be presented in a forthcoming contribution. The main steps are (1) image segmentation into discrete objects, representing each visible clast of the deposit sampled; (2) 2D componentry identification (i.e., juvenile or not), size, and shape measurement (circle equivalent area and diameter); (3) 2D to 3D stereological conversion (Sahagian and Proussevitch 1998; Shea et al. 2010) to obtain volume fraction of each clast family depending on its size, in ϕ -scale [$\phi = -\log_2$ (diameter in mm)]; and (4) volume-to-mass conversion using specific densities of each clast type. Areas where fragments are too small to be identified on the screen are referred to here as “digital background.” A sample, or “digital sample,” is thus defined here as the whole set of high-resolution digital images taken at different magnifications of a single pyroclastic flow unit at a given outcrop. Using a large set of images and different magnifications yields object populations in the range of 1,000–3,400 clasts per sample and gives 2D to 3D conversion errors of <5 % (Sahagian and Proussevitch 1998).

Tungurahua's scoria flow deposits are composed of easily distinguishable clast families and offer an exceptional opportunity to perform precise componentry analysis on medium and coarse size ranges (i.e., >1–2 ϕ). Juvenile andesitic clasts occur as scoriaceous cauliflower bombs and as dark-grey dense angular clasts. The non-juvenile class comprises four merged subclasses: subangular accessory lava, reddish oxidized fragments, accessory pumices, and rare accidental greenish gneissic clasts. Mass proportions of the whole sample are computed and take into account the fine fraction of the deposit [“matrix”, see [Supplementary electronic material \(SEM\)](#)]. Finally, our data are corrected using conduit-derived non-juvenile fragments [see [Supplementary electronic material](#)

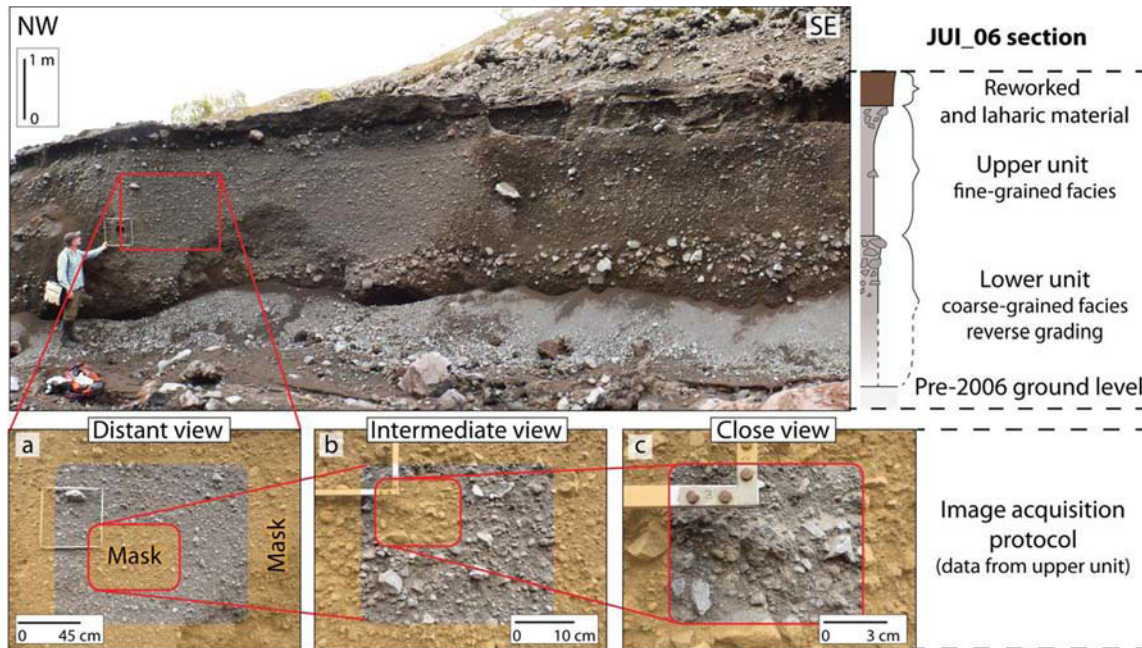


Fig. 2 Typical outcrop of the 2006 PDCs deposit of Tungurahua volcano with a stratigraphic log of the pyroclastic sequence. The image acquisition strategy used in this study is illustrated by images a–c, taken at different

magnifications. Exclusion masks (used to avoid double counting of clasts and to discard any optical or geometrical deformation at the edges of the images) are also illustrated in orange

(SEM)] to isolate only the non-juvenile mass fraction of the 2006 PDC deposits, which derives from the eroded substratum.

Componentry results: erosion pattern of 2006 PDCs

The smallest recognized ϕ classes of the samples occur between -1 and -1.5ϕ (2–2.8 mm). The mass proportion of the digital background (the unsegmented parts of the images,

see “Methods”) is between 23 and 74 wt%, with a mean of 47 ± 13 wt% (one standard deviation), which implies that the composition of about half of the mass of the deposits can be estimated using our “digital sampling” method.

Figure 4 presents the mass proportion of juvenile (gray) and non-juvenile (white) material for each whole sample of the Juive Grande valley. Each pie chart represents a sample, and “n” is the number of identified clasts used for the mass reconstruction. The mass proportion of non-juvenile material in the eight samples

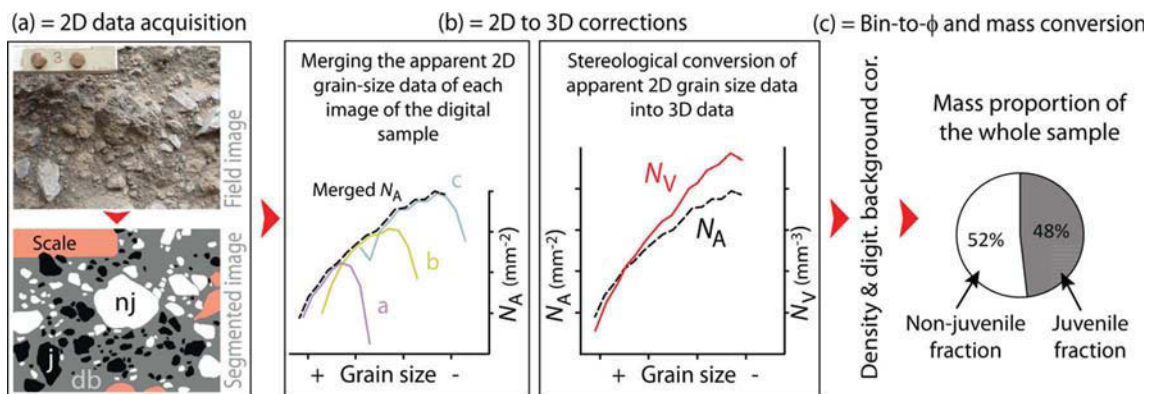
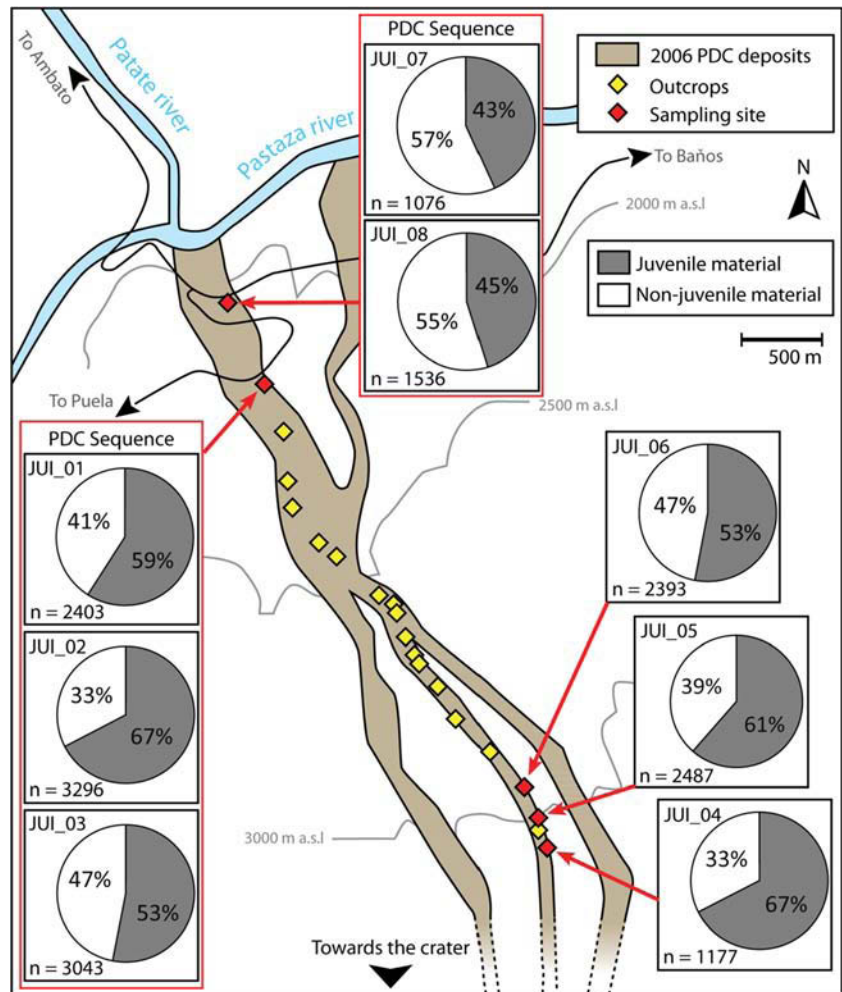


Fig. 3 2D to 3D workflow used in this study, see also Supplementary electronic material (SEM) 1. **a** 2D data acquisition step: high resolution images filtering and segmentation into juvenile and non-juvenile fragments. On the segmented image, db (dark gray) is for “digital background”, j (black) for juvenile, and nj (white) for non-juvenile fragments. Red areas represent the exclusion mask (see Fig. 2). Segmented images are analyzed with SPO software (Launeau and Robin 1996). **b** The number density of clasts of a given size per unit area (N_A) of the whole digital sample is obtained using the merging cutoff technique of Shea

et al. (2010). **a–c** refer to different image magnifications of Fig. 2. N_A value is converted to clast number density of a given size per unit volume (N_V) using the stereological suite of Sahagian and Proussevitch (1998) detailed in Shea et al. (2010). Grain-size data are converted to phi scale (see text). **c** N_V is converted to masses, using measured specific densities of each clast type (juvenile and non-juvenile components, Eyche and Le Penneec 2012). The total mass proportion of the sample is obtained by summing all mass fractions corresponding to each N_V , taking into account digital background proportions (see text)

Fig. 4 Mass proportions (%) of juvenile (in *gray*) vs. non-juvenile (in *white*) material of PDC deposits from eight samples of the Juive Grande area (see Fig. 1 for location). “JUI” denotes sample numbers. “n” is the number of identified clasts in each sample. JUI_07, JUI_08, and JUI_01, JUI_02, JUI_03 belong to different flow units of the same site in stratigraphic order



ranges from 57 to 33 wt% (JUI_07 and JUI_04 samples, respectively). Deposits emplaced at ~3,300 m asl comprise ~40 wt% of non-juvenile material (Fig. 4), which indicates that the erosion processes mainly occurred at a higher elevation. The mass proportion of substrate-derived material is remarkably constant in all samples (around 40–50 wt%, Fig. 4), which implies that the amount of erosion is low along the studied transect. Thus, erosion and incorporation occur in the upper cone domain and high in the intermediate cone domain (slopes > 25°) and are low on slopes of < 25°. These main features characterize the “erosion pattern” of the 2006 PDCs in the Juive Grande area and are used below to evaluate the accuracy of our numerical models.

Modeling

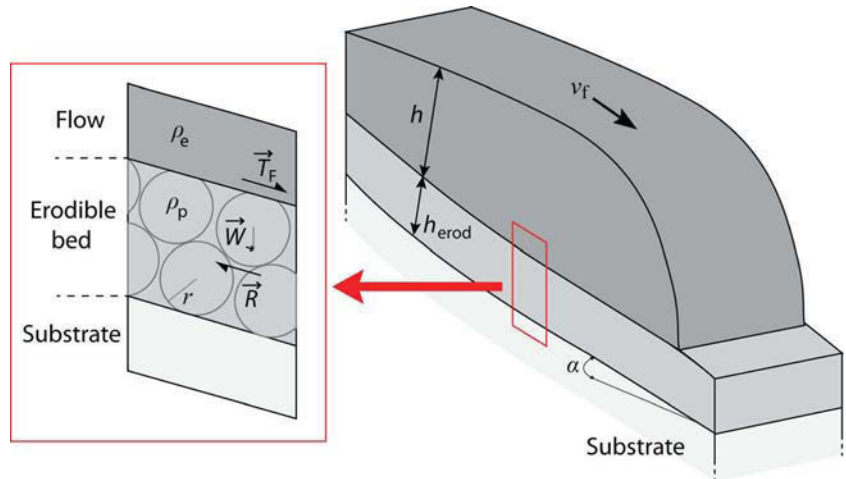
Shear stress-related erosion

We consider here the schematic case of an erodible granular layer comprising an assemblage of spherical particles of

radius r and bulk density ρ_p lying above a static substratum (Fig. 5 and Table 1). If not influenced by a PDC, the erodible layer stability is a function of the equilibrium between (1) the weight of the particles, whose downstream component W depends on the slope α of the flank, and (2) the retarding forces R related to the normal component of the particle weight, to the friction angle φ and to the cohesion C of the erodible bed. A descending PDC disturbs the erodible bed in two opposite ways: (a) the basal shear force $T_F = T \times S_f$ (where T is the basal shear stress and S_f the contact surface between the flow and the particle) of the flow tends to entrain the erodible particles downstream; (b) at the same time, the flow weight increases the normal stress at the base of the erodible particle, thus increasing R and stabilizing the erodible layer. The erosive potential of the PDC and the associated bulking effect depends on the equilibrium between these two effects.

We state that a particle is entrained and incorporated into the flow when it has moved a distance greater than its own diameter. Newton’s second law states that the sum of external

Fig. 5 Schematic view of the system modeled in this study. A PDC of thickness h and density ρ_e is moving down a slope of angle α with a velocity V and covers an erodible bed of thickness h_{erod} composed by spherical particles of radius r and density ρ_p above a non-erodible substrate. \vec{T}_F is the flow basal shear force acting at the top of the particles, \vec{W} the downstream component of particle weight, and \vec{R} is the retarding force at the base of the particle (see also Table 1)



forces F (written in this paper under their norm, $\|\vec{F}\| = F$) acting on a body is proportional to the product of its acceleration term dv/dt (where v is velocity and t is time) and its mass m , as:

$$F = m \frac{dv}{dt} \tag{1}$$

where the net forces F acting upon a particle of the erodible bed disturbed by a flow are $F=W+T_F-R$. Integration of the acceleration term yields the velocity v_p of the removed particle, which is expressed at a given time t_1 by:

$$v_p = \int_{t=0}^{t=t_1} \frac{F}{m} \times dt = \frac{F}{m} \times t_1 \tag{2}$$

because F does not depend on the flow velocity whatever the rheological behavior is (see “Rheology and nature of PDCs”). The distance D travelled by a particle entrained in the PDC during the same time t_1 is obtained by the integration of the velocity:

$$D = \int_{t=0}^{t=t_1} \frac{F}{m} \times t_1 \times dt = \frac{1}{2} \frac{F}{m} \times t_1^2 \tag{3}$$

However, a particle is accelerated only when its velocity is lower than that of the flow, and both reach equal velocities after a given duration. The time t_{er} required to entirely incorporate a particle of diameter $2r$ from the erodible bed during the acceleration phase is given by inverting Eq. (3) as:

$$t_{er} = 2\sqrt{\frac{r m}{F}} \tag{4}$$

A particle that is not totally removed during the acceleration phase reaches the flow velocity before completely leaving

its position. We determine t_v , the time needed to accelerate a particle to the flow velocity v_f , by inverting Eq. (2) with $v_p=v_f$:

$$t_v = \frac{m}{F} v_f \tag{5}$$

The distance D_v travelled by the particle during the acceleration time t_v is given by Eq. (3). The remaining distance to entirely remove the particle equals $2r-D$. Because the particle covers this distance at the flow velocity, the total time needed to remove the particle is:

$$t_{er} = t_v + \frac{(2r - D)}{v_f} = \frac{m}{F} \times v_f + \frac{2r - D}{v_f} \tag{6}$$

Knowing the particle size and the time t_{er} needed to remove it, the erosion rate E ($m s^{-1}$) is given by:

$$E = \frac{2r}{t_{er}} \tag{7}$$

E is based on the balance between driving and resisting stresses. Fraccarollo and Capart (2002) and Medina et al. (2008) used similar approaches to determine erosion rates at the base of water surges and debris flows, without testing different flow rheologies. While some field studies suggest that incorporation may alter flow density during emplacement (Calder et al. 2000; Brand et al. 2014), we assume here that it remains constant during the bulking process. (Mc Dougall and Hungr 2005; Lê and Pitman 2009).

Rheology and nature of PDCs

Dense PDCs affect an erodible layer through basal shear stress, which slows down the flow, and through the normal stress of their weight. Because of the complex and not fully understood PDC behavior, different rheological laws, summarized in Kelfoun (2011), have been proposed to simulate these particular types of flows. Various degrees of PDC fluidization

Table 1 Main variables used in this study

Symbol	Variable	Value	Unit
g	Acceleration due to gravity ^a	9.81	m s^{-2}
r	Particle radius ^a	–	m
S_f	Contact area between a particule and the flow ^a	$4 r^2$	m^2
ρ_p	Particle density ^a	2500	kg m^{-3}
m	Particle mass ^a	–	kg
φ	Erodible bed repose angle ^a	–	degrees
C	Soil cohesion ^a	–	N
ρ_e	Flow density ^a	1300	kg m^{-3}
φ_{bed}	Flow basal friction angle ^a	–	degrees
T_0	Plastic constant retarding stress ^a	–	Pa
h_{erod}	Maximum erodible bed thickness ^b	–	m
α	Ground slope ^b	–	degrees
β	Flow surface slope angle	–	degrees
h	Flow thickness	–	m
v_f	Flow velocity	–	m s^{-1}
t	Time	–	s
T	Flow basal shear stress	–	Pa
T_F	Flow basal shear force	–	N
R	Resisting forces	–	N
W	Particle weight downstream component	–	N
F_b	Buoyancy force	–	N
F	Sum of external forces	–	N
t_v	Time to accelerate a particle at the velocity v_f	–	s
D	Distance traveled by a particle at a given time	–	m
D_v	Distance traveled by a particle at the time t_v	–	m
t_{er}	Total erosion time	–	s
E	Erosion rate	–	m s^{-1}

“Particle” refers to a particle from the erodible bed. Variable with no value implies variation in time or space during simulation

^a Input parameters

^b Input parameters recomputed for each time increment during dynamic simulations

can also be invoked (e.g., Sparks 1976; Roche et al. 2010, 2013). We investigate here two commonly used rheological laws, Coulomb and plastic behavior (Iverson and Denlinger 2001; Kelfoun et al. 2009; Charbonnier et al. 2013), coupled with different states of flow fluidization.

Coulomb rheology

The Coulomb law states that the shearing, T , exerted by the flow on its substrate depends on both the normal stress at the base of the flow and the friction angle φ_{bed} between the flow and its substrate. Values of φ_{bed} to numerically reproduce flow runout distances compatible with natural PDCs range between 10 and 15° (Patra et al. 2005; Kelfoun et al. 2009; Procter et al. 2010; Sulpizio et al. 2010; Kelfoun 2011; Charbonnier and Gertisser 2012).

The shear stress T exerted by a Coulomb flow on the erodible bed can be expressed as

$$T = \rho_e g h \cos\alpha \tan\varphi_{\text{bed}} \tag{8}$$

where g is the acceleration due to gravity (9.81 m s^{-1}), α is the slope angle, ρ_e is the density of the flow, h its thickness, and φ_{bed} its basal friction angle.

Plastic rheology

Kelfoun et al. (2009) and Charbonnier and Gertisser (2012) argued that a plastic rheology is appropriate for numerical modeling of PDCs (a statement that is debated in Kelfoun 2011). The plastic shear stress does not depend on flow thickness or velocity and is expressed as $T=T_0$. A possible explanation is that the plastic rheology captures, to a first order, the complex physics that reduces friction between particles, allowing PDCs to reach extended runouts. However, the constant retarding stress may locally induce an apparent basal friction angle, which is higher than the friction angle between particles at rest (see Eq. (8) and (9)) for flows thinner than

$$h < \frac{T}{\rho_e g \cos\alpha \tan\varphi_{\text{max}}} \tag{9}$$

where φ_{max} is the maximal internal friction angle between particles (which is the internal friction angle of particles at rest, about 30°, Yamashita and Miyamoto 1993). To avoid these conditions, we use a modified plastic law, called plastic- φ_{max} below, in which the plastic frictional stress cannot exceed the Coulomb stress of particles at rest.

The shear stress T exerted by a plastic- φ_{max} flow on the erodible bed is expressed as:

$$T = \min(T_0, \rho_e g h \cos\alpha \tan\varphi_{\text{max}}) \tag{10}$$

where T_0 is the constant plastic constant retarding stress.

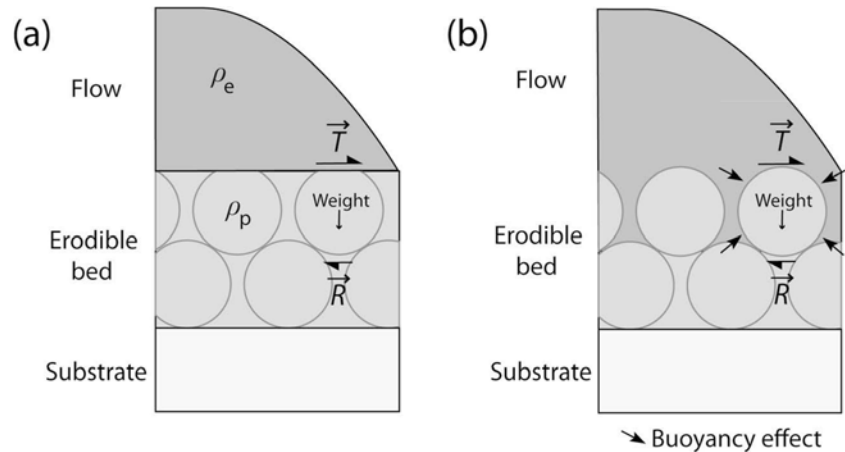
Non-fluidized flow model

As shown in Fig. 6a, a PDC is considered here as a sliding flow. In this case, the normal component of the flow weight is fully transmitted to the base of the erodible particles. The slope-parallel component of the weight W of the particle can be written as:

$$W = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p g \sin\alpha \tag{11}$$

The total resistant forces, R , acting at the base of an erodible particle depend on the sum of the weight of the flow, and

Fig. 6 Cartoon depicting the flow regime assumptions used in this study. **a** Non-fluidized flow assumption: the flow is viewed as a block descending a slope and cannot fill the free space between removable particles. The flow acts on the particles only as a frictional body. **b** Fluid body assumption: the flow is able to percolate between the particles and generates both frictional and Archimedes-like forces (buoyancy effect)



of the weight, the friction angle φ and the bed cohesion C of the particle (Fig. 6 and Table 1):

$$R = \left(\rho_e h S_f + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p \right) g \cos \alpha \tan \varphi + C \times S_f \quad (12)$$

Fluidized flow model

We state here that the PDC behaves as a fluid. The flow fills the holes between the bed particles, which can consequently be submitted to an upward buoyancy force, F_b , depending on the surface of contact (Fig. 6b). When the force affects only the upper hemisphere of the particle, no buoyancy effects occur, and the equations are those of the non-fluidized flow situation. When the whole particle surface is subjected to the flow fluid pressure, the buoyancy force is given by the expression:

$$F_b = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_e g \quad (13)$$

The slope-parallel component of the solid stress exerted at the base of a particle is thus expressed as:

$$W = \frac{4}{3} \pi r^3 g \left[\rho_p \sin \alpha - \rho_e \sin(\alpha - \beta) \right] \quad (14)$$

where β is the flow surface slope angle and the resisting force R given by:

$$R = \frac{4}{3} \pi r^3 g \left[\rho_p \cos \alpha - \rho_e \cos(\alpha - \beta) \right] \tan \varphi + C \times S_f \quad (15)$$

Varying the particle surface proportion impacted by the flow fluid pressure allows us to test various degree of fluidization.

Integration into VolcFlow code

The above erosion laws are first tested in stationary conditions. For the given flow rheology, fluidization state, and erodible bed characteristics, the erosion rate, E , is computed for a wide range of slope angles (from 0 to 90°). Slopes steeper than 40–50° are unrealistic at Tungurahua volcano but may be used to explore the erosion law behavior. In a second step, we run a numerical model of geophysical flows (VolcFlow code) to test these equations dynamically (i.e., in non-stationary conditions). VolcFlow simulates dynamic variations in thicknesses and velocity of dense isothermal volcanic flows based on the depth-averaged equations (Kelfoun and Druitt 2005). The code can also solve user-defined laws, such as those presented in this paper, and calculates their mass and momentum balance.

As our field study gives an image of the erosion pattern on the scale of the volcano, we fitted the pre-eruptive topography of the Juive Grande valley with an exponential expression, which captures the main characteristics of Tungurahua slopes and discards all small-scale topographic irregularities. The source mechanisms of the 2006 PDCs at Tungurahua are discussed in Kelfoun et al. (2009) and Hall et al. (2013): They resulted from repeated gravitational destabilizations of hot pyroclastic products (bombs, scoriae, and ash), which accumulated on the upper cone during the eruption. The initial flow velocities can therefore be set to zero. Input volumes in our simulations are in the order of 10^5 m^3 , which typically represents the volume of a single PDC unit in the Juive Grande valley for the 2006 Tungurahua paroxysm (Hall et al. 2013).

Results of numerical modeling

We present here the results obtained for stationary and dynamic conditions for both fluidized and non-fluidized flow assumptions, using a large range of values for Coulomb and

plastic rheologies (Table 2). In the following, when a parameter is not specified, the applied generic values (inferred from our field data and previous studies on Tungurahua 2006 PDCs; see Kelfoun et al. 2009) are: a 1-m-thick flow with a velocity of 10 m s^{-1} and a bulk density of $1,300 \text{ kg m}^{-3}$, a particle radius of 0.05 m , and density of $2,500 \text{ kg m}^{-3}$.

Fluidized body assumption

Under fluidized conditions, we found that erosion only occurs when the erodible particles are surrounded by the flow and affected by buoyancy. Figure 7 displays the variation of the erosion rate E (m s^{-1}) vs. the slope angle, when the particles are entirely surrounded by the flow, and for Coulomb (Fig. 7a) and plastic- φ_{max} (Fig. 7b) rheologies, respectively. Results show that the erosion rate is important ($>0.5 \text{ m s}^{-1}$) regardless of the slope angle and the rheological model (Fig. 7). E is also higher on gentle slopes than on steep ones. This can be explained by the vertical buoyancy stress relative to the slope angle: The buoyancy effect is maximal where the slope is close to horizontal. Other simulations using parameters in the range of those given in Table 2 yield an overall behavior similar to that displayed in Fig. 7. We find no combination of input parameters that reproduce the observed erosion pattern using the fluid flow assumption, even when different particle surface proportions in contact with the fluid flow are considered.

Non-fluidized flow assumption

Coulomb rheology Figure 8a shows the slope-dependent erosion rate, E , for six Coulomb basal friction angles (from 15 to 45°) under stationary conditions. To avoid any confusion, the erodible particle stability domain, as well as realistic Tungurahua slope angles, are highlighted. Figure 8a shows that the PDC's ability to incorporate particles from the erodible bed is associated with the basal friction angle of the flow. Importantly, the basal friction angle is a key parameter in the Coulomb rheology that controls the final runout distance. In theoretical stationary conditions, a 32° basal friction flow is able to erode material on slopes as

steep as 17° (Fig. 8a), but such a flow is unable to reach these gentle slopes because its high basal friction angle of 32° hampers propagation on slopes $<30^\circ$. Figure 8b presents three dynamic simulations performed with VolcFlow with three different Coulomb basal friction angles and shows the predicted final runout distance on Tungurahua's slope. Flows with runout distances consistent with that of the 2006 PDCs (i.e., with a 15° basal friction angle) are not able to dig into the erodible bed. Conversely, flows that reproduce our field-based erosion pattern in stationary conditions (basal friction angle of 30 – 32° in Fig. 8a) are not able to dynamically reproduce them because the required basal friction angle of 30 – 32° prevents the flow from reaching the foot of the volcano. Tests with different combinations of parameters (Table 2) fail to reproduce the 2006 PDC erosion pattern. Coulomb flow simulations tend to stabilize the erodible layer due to the flow weight component, which rapidly exceeds the flow shearing related to the basal friction angle, thus impeding particle entrainment. The basal friction angle of $\sim 15^\circ$ inherent to Coulomb rheology and required to reproduce the runout distances of the 2006 PDCs is too low to remove particles from the erodible bed and thus to reproduce the erosion pattern.

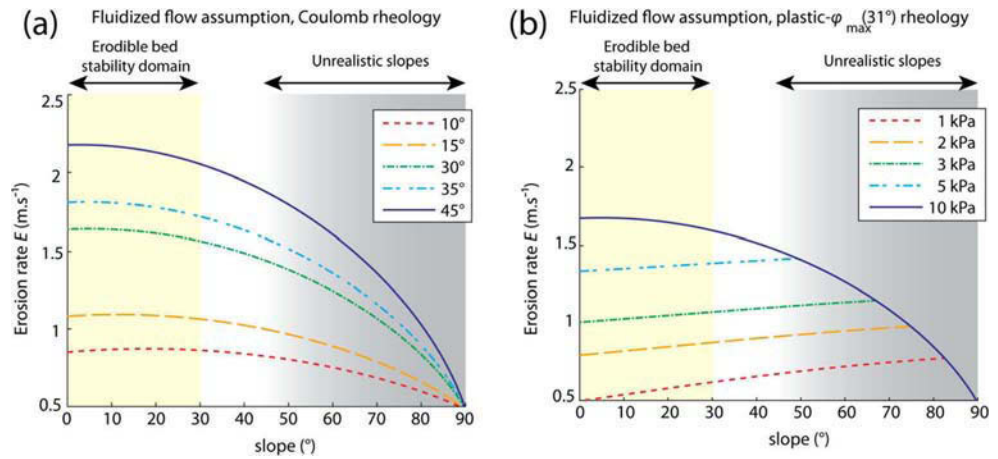
Plastic rheology Figure 9a shows the erosion rate, E , vs. the slope angle for a plastic- φ_{max} flow rheology ($T_0=5 \text{ kPa}$) of different thicknesses in stationary conditions. We tested φ_{max} in the range of 30 – 35° and a value of 31° matches the erosion pattern best. The erosion rate curves of thick (1 to 5 m) flows include a break in slope (Fig. 9a) due to the threshold effect of the φ_{max} angle. This kink corresponds to the point where the apparent friction angle caused by the plastic stress reaches unrealistic values and is corrected by Eq. (10). Depending on the flow thickness, E is high on steep slopes and equals zero on slope angles lower than $\sim 25^\circ$, which is consistent with our field data. However, arrows on Fig. 9a show the lower theoretical slopes on which the modeled PDCs can flow. As with the Coulomb rheology, PDCs reproducing the erosion pattern (e.g., the 0.5 m-thick flow) are not able to reach the base of the volcano. In contrast, thick flows (e.g., 2 m thick) cannot entrain the erodible bed but can reach the runout distances measured at Tungurahua.

Table 2 Range of input parameters investigated in this work

Fluid. state	Rheology	Rheological parameters	h (m)	% aff. surf.
Fluidized	Coulomb	$\varphi_{\text{bed}}=10\text{--}45^\circ$ (10–45)	0.1–5 (1)	0–100 (100)
	Plastic- φ_{max}	$T=1\text{--}10 \text{ kPa}$ (1–10), $\varphi_{\text{max}}=30\text{--}35^\circ$ (31)	0.1–5 (1)	0–100 (100)
Non-fluidized	Coulomb	$\varphi_{\text{bed}}=10\text{--}45^\circ$ (10–45)	0.1–5 (1)	x
	Plastic- φ_{max}	$T=1\text{--}10 \text{ kPa}$ (5), $\varphi_{\text{max}}=30\text{--}35^\circ$ (31)	0.1–5 (0.1–5)	x

Results using the values in brackets are shown in Figs. 7, 8, and 9. See Table 1 for symbols' significance. "Fluidization state" refers to fluidization assumption (see text), and the "% stressed surface" is the percentage of particle surface area affected by the flow in the fluid assumption model. Other tested parameters are particle radius, r (0.01 – 1 m) and density, ρ_p ($1,500$ – $3,000 \text{ kg m}^{-3}$), erodible bed thickness, h_{erod} (0 – 10 m), and erodible bed cohesion, C (1 – 20 kPa)

Fig. 7 Erosion rates, E , (m s^{-1}) vs. slope angle in stationary conditions for the fluidized flow assumption. **a** Coulomb rheology with different values of basal friction angle. **b** Plastic- φ_{max} rheology with different values of retarding stress and a maximum basal friction angle φ_{max} of 31° . Other parameters are generic values presented in the text, see also Table 2



Dynamically, results are clearly different. Figure 9b shows numerical results obtained with VolcFlow for the realistic slope angles of Tungurahua volcano and with the same variables used in Fig. 9a (plastic- φ_{max} rheology, $T_0=5$ kPa and $\varphi_{\text{max}}=31^\circ$). Both erosion and runouts are in good agreement with field-based inferences: Erosion is localized on slope angles steeper than $\sim 25^\circ$ ($>3,500$ m asl), and PDC runout distances are consistent with those determined in the field. We noted during our simulations that dynamic variations of flow thickness play a major role in the shear stress-related erosion: Where and when the flow is thick, the shear stress is low relative to the normal components of the weight that stabilize the particles. Erosion does not occur, and the flow can move on gentle slopes (Fig. 9a). The driving stresses accelerate such a thick flow, which becomes thinner, causing an increase in the shear stress relative to the weight components. As a consequence, the erosive flow capacity is enhanced

and erosion begins. At the same time, the velocity decreases (due to an increase in the resistive stress/driving stress ratio), causing the flow to thicken again, impeding erosion and promoting further mobility, even on gentle slopes. During emplacement, the flow thus dynamically oscillates between a low velocity erosive phase and a non-erosive phase, consistent with the main characteristics of the 2006 PDCs erosion pattern.

Discussion

Localization of erosion and significance of componentry

Discussing the details of the componentry data is beyond the scope of this work, in which we concentrate on deciphering the main processes that may account for the large amount of

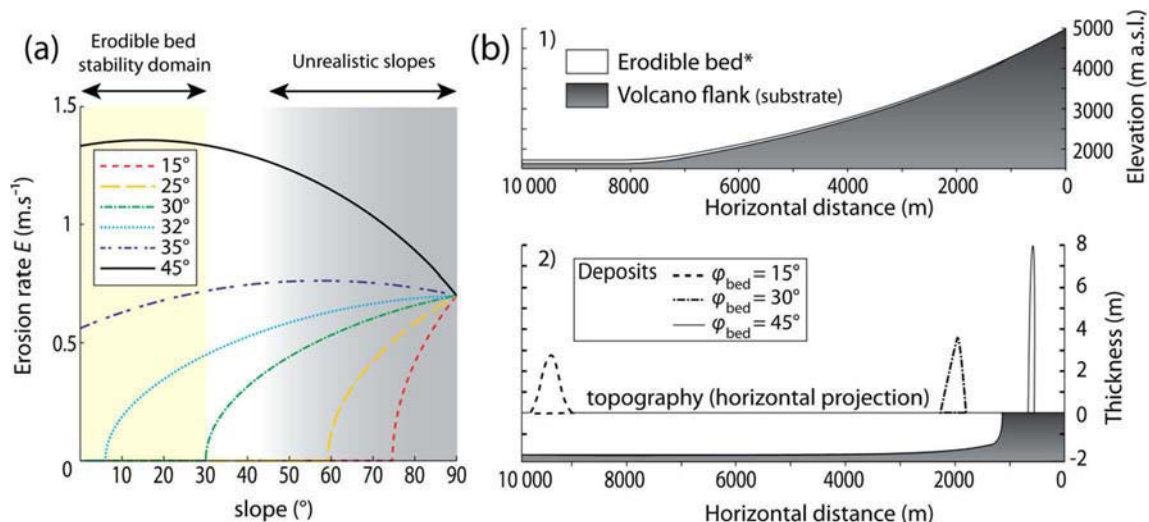


Fig. 8 **a** Erosion rates, E , (m s^{-1}) vs. slope angle for a non-fluidized flow assumption with a Coulomb rheology and for different basal friction angles φ_{bed} in stationary conditions. Other parameters are generic values presented in the text, see also Table 2. **b** 1) Tungurahua's profile (in dark gray) and erodible bed (white layer, vertical exaggeration of five for

legibility) used for the non-stationary simulations; 2) horizontal projection of final VolcFlow dynamic simulation results conducted with a Coulomb rheology and different basal friction angles φ_{bed} of 15, 30, and 45° . Dashed lines represent deposit contours and illustrate the runout distance of each flow. The erodible bed is not removed by the PDCs

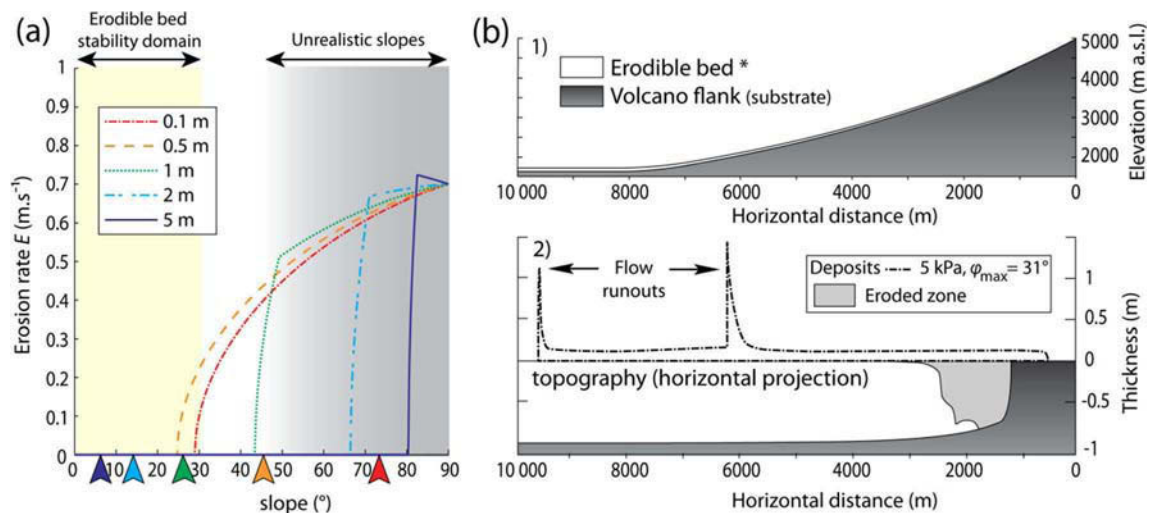


Fig. 9 **a** Erosion rate vs. slope angle for the non-fluidized assumption with a plastic- φ_{\max} rheology ($T=5$ kPa; $\varphi_{\max}=31^\circ$) in stationary conditions. The curves correlate to different flow thickness, and colored arrows on the slope axis show the slope angle at which each flow stops. Other parameters are generic values presented in the text (see also Table 2). The domain of erodible bed stability and the field of unrealistic slopes are

shown. **b** 1) Tungurahua's profile and erodible bed used for the simulations; 2) horizontal projection of final VolcFlow dynamic simulation results obtained with a plastic- φ_{\max} rheology ($T=5$ kPa; $\varphi_{\max}=31^\circ$). Deposit contours are represented as dashed lines and illustrate flow runout. The remobilized fraction of the erodible layer (in pale gray) is only localized on steep slopes of the upper cone, above 3,500 m asl

non-juvenile material in the deposits. An important issue that we address in a forthcoming paper is the impact of the digital background on volume and juvenile/non juvenile mass ratios. Estimations based on available componentry data in the matrix fraction (Hall et al. 2013; and unpublished data) suggest that our assumption about the digital background componentry assemblage does not significantly alter our estimates of juvenile/non-juvenile ratios.

An important result of this work is that, although sampling was carried out at only eight sites (five locations) along the Juive Grande valley, little variation in the juvenile/non-juvenile ratio is observed. The highest sampling sites display a juvenile content of 40–50 wt%, while the lowermost samples near the road to Baños yield 50–60 wt%. We infer that erosion and incorporation essentially took place high on the steepest slopes of the volcano, in the upper morphological domain, resulting in 40–50 wt% incorporation at about 3,500 m asl. In contrast, later erosion and incorporation in the intermediate and lower morphological domains likely account for only a few weight percentages, i.e., one order of magnitude less than that on the upper cone, and this can be explained by topographic irregularities along PDC paths (e.g., small-scale breaks in slope and cliffs and narrow gullies) as also noted at Arenal by Cole et al. (2005). This finding indicates that little or no erosion took place during emplacement in the Juive valley below $\sim 3,500$ m asl (i.e., on slope angles $<25^\circ$), while deposition began on slope angles in the range of $25\text{--}30^\circ$ and the eroded material accounts for half of the total mass of PDC deposits. Similar erosion patterns are documented at many volcanoes worldwide: 35–46 wt% of non-juvenile components were found in the -4 to 4ϕ range of

scoria flow deposits from the 1991 eruption of Volcán de Colima, Mexico (Saucedo et al. 2004), while erosion mainly occurred on near-to-vent slope angles $>20\text{--}30^\circ$ at Arenal, Costa Rica (Cole et al. 2005), Ngauruhoe, New-Zealand (Lube et al. 2007) and Merapi, where non-juvenile material represents up to 20 wt% of the 2006 block and ash flow deposits (Charbonnier and Gertisser 2011). In other geological contexts, entrainment of rock and debris occurs on slope angles $>20\text{--}25^\circ$ and is associated with an increase in >50 wt% in wet rock and snow avalanches (Hungur and Evans 2004; Hungur et al. 2005; Sovilla et al. 2006). These erosion patterns are consistent with analogue models of granular flows, which show that steeper slope angles alter the erosion pattern and enhance the erosion rate (Mangeney et al. 2010; Farin et al. 2013; and references therein).

Striated slide-like scoured paths exposing massive lavas of the upper cone of Tungurahua were observed soon after the August 17th eruption and recall those documented at other volcanoes (Lascar, Sparks et al. 1997; Ngauruhoe, Lube et al. 2007; Merapi, Cronin et al. 2013). The high mechanical resistance of these lavas limits the thickness of the erodible bed until formation of chute-like channels, in which the erodible material is no longer available. This observation highlights the critical role of the erodible bed's nature and thickness on erosion processes. At a given PDC volume flowing downslope, the amount of the available erodible supply (i.e., the erodible bed thickness, Sparks et al. 1997; Hungur et al. 2005) is one of the key parameters controlling the proportion of non-juvenile component incorporated into the PDC and thus the resulting increase in volume and mass. The ability of a flow to erode its substrate depends on parameters linked

to the eruptive process (initial volume of juvenile products and the PDC feeding mechanism) and to non-eruptive parameters (slope angle, erodible bed nature, and thickness).

Erosion law

In our models, the displacement of particles is controlled by the difference between the shear stresses of the flow that destabilizes them, and the resisting stress of the substrate. The flow basal shear stress required for long runout distances should be low (i.e., φ_{bed} , $\sim 10\text{--}15^\circ$ for Coulomb rheology or T_0 , $\sim 3\text{--}5$ kPa for plastic rheology). In those conditions, only fluidized flows can be erosive, but their erosion patterns conflict with observations made at Tungurahua. In the case of non-fluidized flows, the counter-intuitive proposition, as illustrated by the stationary condition tests, is that the flow basal shear stress should be high (whatever the rheology is) in order to initiate entrainment of the erodible bed, which conflicts with long runout flows observed in nature. When incorporated into a numerical model that simulates dynamic flow emplacement, our equations show that PDCs can both reach long runout distances and be erosive due to variations in the normal stress/basal shear stress ratio in time and space. Where and when the basal stress is low, the flow can move, even on gentle slopes. Where and when the basal stress is high relative to the normal stress, the flow is able to dig into the erodible bed. For a Coulomb rheology, this ratio is constant and fixed by the basal friction angle, which hampers reproducing the 2006 PDC erosion pattern. In the plastic- φ_{max} rheology, the basal shear stress is constant, implying that the normal stress/basal shear stress ratio (which determine the flow velocity) depends on the flow thickness.

In the model, these thickness variations are linked to two different processes. During emplacement, the PDC propagates dynamically in pulses (Schwarzkopf et al. 2005; Sulpizio and Dellino 2008; Kelfoun et al. 2009; Charbonnier and Gertisser 2012), which implies thickness variations in time and space. Thick and non-erosive parts of the flow accelerate. As a consequence, the flow thins and the normal vs. shear stress ratio decreases, thus causing flow deceleration and bed erosion. This erosional mechanism was also observed by Mangeney et al. (2010) and Farin et al. (2013) in laboratory experiments. In addition, flow shape also controls the erosion process during emplacement. A moving flow comprises a thick body with a lobate and thicker head that rapidly thins at the front. By itself, this thin frontal part would not be able to move, but it is pushed downwards to gentle slopes by thicker parts of the flow. Merging these two parts of the flow triggers entrainment and incorporation and may explain erosion patterns and runouts of the 2006 PDCs. Nevertheless, there are several caveats when using this simple model, and it is worth noting that additional mechanisms may explain the shear stress fluctuation in natural flows. For example, different

degrees of fluidization of a moving flow can cause alternating increase and decrease in the normal stress/basal shear stress ratios (Sulpizio and Dellino 2008). The transport of blocks that temporarily slide and tumble within a low-shearing flow may also explain a part of the erosion pattern (Grunewald et al. 2000).

The published literature lacks estimates of field-derived PDC-induced erosion rates. Nevertheless, Iverson (2012) modeled wet substrate entrainment by debris flows and determined erosion rates of between 0.05 m s^{-1} (high degree of flow liquefaction) and 0.2 m s^{-1} (low degree) on a slope of 31° , a flow thickness of 0.2 m , and a velocity of 12 m s^{-1} . This is close to the erosion rate of 0.21 m s^{-1} computed in this study with the same parameters (slope of 31° , flow thickness of 0.2 m , and velocity of 12 m s^{-1}), which is consistent with large-scale debris flow experiments and in situ measurements (Mc Coy et al. 2012; Iverson 2012 and references therein). The erosion rates estimated here are moreover close to those determined in the laboratory experiments of Mangeney et al. (2010) rescaled from experimental velocity and flow thickness.

Conclusions

Grain size and componentry analysis combined with 2D–3D stereological corrections performed on digital image samples of PDC deposits from the August 16th, 2006 eruption of Tungurahua volcano have allowed us to determine juvenile vs. non-juvenile mass fractions in the deposits at selected locations in the Juive Grande valley. Our results reveal that the August 2006 PDCs incorporated about 40–50 wt% of accessory and accidental material, principally in the upper cone domain where slope angles are $>25^\circ$.

These componentry results were used to evaluate the accuracy of a shear stress-related equation of PDC-induced erosion. Because PDC rheology is still not fully understood, we investigated both Coulomb and plastic rheologies, which are commonly used for numerical modeling of PDC emplacement, and made assumptions on the degree of fluidization. Our erosion equation was tested under stationary and non-stationary conditions to infer flow behavior (using VolcFlow code). The comparison of numerical and componentry results shows that the first-order parameters of PDC-induced erosion during the 2006 eruption of Tungurahua can be reproduced using a plastic- φ_{max} rheology.

Our model reproduces the PDC erosion pattern solely to the first order but offers new insights into PDC dynamics with implications for hazard assessment purposes. Comparing a plastic- φ_{max} PDC flowing over a non-erodible substrate and on a 1-m-thick erodible bed allows the influence of erosion and bulking processes on dense PDC mobility to be quantified. A

major outcome is that entrainment tends to decelerate the flow, while the incorporation processes increase flow thickness, which cancels the slowdown effect of entrainment and enhances flow runout distances. In the case of a small-volume PDC ($\sim 3 \times 10^5 \text{ m}^3$) with a bulking of 40 vol.% (i.e., corresponding to a 1-m-thick erodible bed), the runout distance is increased by up to 4–20 %, depending on slope angle to the base of the edifice (0–10°). This finding extends those obtained by analogue models on a constant slope using a Coulomb rheology (Mangeney et al. 2010; Farin et al. 2013).

Our exploratory numerical model suggests that bulking on steep slopes of andesitic volcanoes increases the volume, the velocity, and the runout distance of PDCs. On slopes steeper than $\sim 25^\circ$, the flows may remove all the particles down to the substrate. Therefore, the presence of large amounts of tephra and blocks on such slopes prior to PDC emplacement may enhance their destructive effect.

Acknowledgments This work is part of a PhD project by JB and has been completed in the context of a French-Ecuadorian cooperation program. We thank the Laboratoire Mixte International of IRD “Séismes et Volcans dans les Andes du Nord” for financial support. We thank V. Manville for editorial handling as well as S. Charbonnier, R Sulpizio, and an anonymous reviewer for constructive criticism on the manuscript. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution number 134.

References

- Arellano SR, Hall M, Samaniego P, Le Pennec JL, Ruiz A, Molina I, Yepes H (2008) Degassing patterns of Tungurahua volcano (Ecuador) during the 1999–2006 eruptive period, inferred from remote spectroscopic measurements of SO₂ emissions. *J Volcanol Geotherm Res* 176(1):151–162
- Auker MR, Sparks RSJ, Siebert L, Crowther HS, Ewert J (2013) A statistical analysis of the global historical volcanic fatalities record. *J Appl Volcanol* 2(1):2
- Bouchut F, Fernández-Nieto ED, Mangeney A, Lagrée PY (2008) On new erosion models of Savage–Hutter type for avalanches. *Acta Mech* 199(1–4):181–208
- 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. *Bull Volcanol* 55(5):327–342
- Brand BD, Mackaman-Lofland C, Pollock NM, 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). *J Volcanol Geotherm Res* 276:189–214
- Branney MJ, Kokelaar BP (2002) Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites. *Geol Soc Mem No* 27:143
- Buesch DC (1992) Incorporation and redistribution of locally derived lithic fragments within a pyroclastic flow. *Geol Soc Am Bull* 104(9):1193–1207
- Calder ES, Sparks RSJ, Gardeweg MC (2000) Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *J Volcanol Geotherm Res* 104(1–4):201–235
- Cao Z, Pender G, Wallis S, Carling P (2004) Computational dam-break hydraulics over erodible sediment bed. *J Hydraul Eng* 130(7):689–703
- Carn SA, Krueger AJ, Arellano S, Krotkov NA, Yang K (2008) Daily monitoring of Ecuadorian volcanic degassing from space. *J Volcanol Geotherm Res* 176(1):141–150
- Cas RA, Wright JV (1987) Volcanic successions, modern and ancient: a geological approach to processes, products, and successions. Allen & Unwin, London, p 528
- Charbonnier SJ, Gertisser R (2011) Deposit architecture and dynamics of the 2006 block-and-ash flows of Merapi Volcano, Java, Indonesia. *Sedimentology* 58(6):1573–1612
- Charbonnier SJ, 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. *J Volcanol Geotherm Res* 231–232:87–108
- Charbonnier SJ, Germa A, Connor CB, Gertisser R, Preece K, Komorowski JC, Lavigne F, Dixon T, 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. *J Volcanol Geotherm Res* 261:295–315
- Cole PD, Fernandez E, Duarte E, Duncan AM (2005) Explosive activity and generation mechanisms of pyroclastic flows at Arenal volcano, Costa Rica between 1987 and 2001. *Bull Volcanol* 67(8):695–716
- Cronin SJ, Lube G, Dayudi DS, 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. *J Volcanol Geotherm Res* 261:244–259
- Crosta GB, Imposimato S, Roddeman D (2009) Numerical modelling of entrainment/deposition in rock and debris-avalanches. *Eng Geol* 109(1–2):135–145
- Dellino P, Büttner R, Dioguardi F, Doronzo DM, La Volpe L, Mele D, Sonder I, Sulpizio R, Zimanowski B (2010) Experimental evidence links volcanic particle characteristics to pyroclastic flow hazard. *Earth Planet Sci Lett* 295(1–2):314–320
- Douillet G, Tsang-Hin-Sun È, Kueppers U, Letort J, Pacheco D, Goldstein F, Aulock F, Lavallée Y, Hanson J, Bustillos J, Robin C, Ramón P, Hall M, Dingwell D (2013) Sedimentology and geomorphology of the deposits from the August 2006 pyroclastic density currents at Tungurahua volcano, Ecuador. *Bull Volcanol* 75(11):1–21
- Druitt TH (1998) Pyroclastic density currents. *Geol Soc Lond, Spec Publ* 145(1):145–182
- Egashira S, Honda N, Itoh T (2001) Experimental study on the entrainment of bed material into debris flow. *Phys Chem Earth C Solar Terr Planet Sci* 26(9):645–650
- Eychenne J, Le Pennec J-L (2012) Sigmoidal particle density distribution in a subplinian scoria fall deposit. *Bull Volcanol* 74(10):2243–2249
- Eychenne J, Le Pennec J-L, Troncoso L, Gouhier M, Nedelec J-M (2012) Causes and consequences of bimodal grain-size distribution of tephra fall deposited during the August 2006 Tungurahua eruption (Ecuador). *Bull Volcanol* 74(1):187–205
- Eychenne J, Le Pennec J-L, Ramón P, Yepes H (2013) Dynamics of explosive paroxysms at open-vent andesitic systems: high-resolution mass distribution analyses of the 2006 Tungurahua fall deposit (Ecuador). *Earth Planet Sci Lett* 361:343–355
- Farin M, Mangeney A, Roche O (2013) Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition and erosion processes at high slope angles: insights from laboratory experiments. *J Geophys Res Earth Surf* 2013JF002750
- Fee D, Garces M, Steffke A (2010) Infrasound from Tungurahua Volcano 2006–2008: Strombolian to Plinian eruptive activity. *J Volcanol Geotherm Res* 193(1–2):67–81
- Fracarollo L, Capart H (2002) Riemann wave description of erosional dam-break flows. *J Fluid Mech* 461:183–228
- Grunewald U, Sparks RSJ, Keams S, Komorowski JC (2000) Friction marks on blocks from pyroclastic flows at the Soufriere Hills

- volcano, Montserrat: implications for flow mechanisms. *Geology* 28(9):827–830
- Gurioli L, Cioni R, Sbrana A, Zanella E (2002) Transport and deposition of pyroclastic density currents over an inhabited area: the deposits of the AD 79 eruption of Vesuvius at Herculaneum, Italy. *Sedimentology* 49(5):929–953
- Hall ML, Robin C, Bernardo B, Mothes P, Monzier M (1999) Tungurahua Volcano, Ecuador: structure, eruptive history and hazards. *J Volcanol Geotherm Res* 91:1–21
- Hall ML, Steele AL, Mothes PA, Ruiz MC (2013) Pyroclastic density currents (PDC) of the 16–17 August 2006 eruptions of Tungurahua volcano, Ecuador: geophysical registry and characteristics. *J Volcanol Geotherm Res* 265:78–93
- Hungr O, Evans SG (2004) Entrainment of debris in rock avalanches: an analysis of a long run-out mechanism. *Geol Soc Am Bull* 116(9–10):1240–1252
- Hungr O, McDougall S, Bovis M (2005) Entrainment of material by debris flows. In: Jakob M, Hungr O, Jakob DM (eds) *Debris-flow hazards and related phenomena*. Springer, Berlin Heidelberg, pp 135–158
- Iverson RM (2012) Elementary theory of bed-sediment entrainment by debris flows and avalanches. *J Geophys Res* 117(F3)
- Iverson RM, Denlinger RP (2001) Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory. *J Geophys Res Solid Earth* 106(B1):537–552
- Iverson RM, Reid ME, Logan M, LaHusen RG, Godt JW, Griswold JP (2011) Positive feedback and momentum growth during debris-flow entrainment of wet bed sediment. *Nat Geosci* 4(2): 116–121
- Jessop DE, Kelfoun K, Labazuy P, Mangeney A, Roche O, Tillier JL, Trouillet M, Thibault G (2012) LiDAR derived morphology of the 1993 Lascar pyroclastic flow deposits, and implication for flow dynamics and rheology. *J Volcanol Geotherm Res* 245–246:81–97
- 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(B8)
- Kelfoun K, Druitt TH (2005) Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile. *J Geophys Res Solid Earth* 110(B12), B12202
- 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). *Bull Volcanol* 71(9):1057–1075
- Launeau P, Robin P-YF (1996) Fabric analysis using the intercept method. *Tectonophysics* 267(1):91–119
- Le Pennec J-L, Jaya D, Samaniego P, Ramón P, Moreno Yáñez S, Egred J, van der Plicht J (2008) The AD 1300–1700 eruptive periods at Tungurahua volcano, Ecuador, revealed by historical narratives, stratigraphy and radiocarbon dating. *J Volcanol Geotherm Res* 176(1):70–81
- Le Pennec J-L, Ruiz GA, Ramón P, Palacios E, Mothes P, Yepes H (2012) Impact of tephra falls on Andean communities: the influences of eruption size and weather conditions during the 1999–2001 activity of Tungurahua volcano, Ecuador. *J Volcanol Geotherm Res* 217–218:91–103
- Le Pennec J-L, de Saulieu G, Samaniego P, Jaya D, Gailler L (2013) A devastating Plinian eruption at Tungurahua Volcano reveals formative occupation at ~1100 cal BC in Central Ecuador. *Radiocarbon* 55(3–4)
- Lê L, Pitman EB (2009) A model for granular flows over an erodible surface. *Siam J Appl Math* 70(5):1407–1427
- Lube G, Cronin SJ, Platz T, Freundt A, Procter JN, Henderson C, Sheridan MF (2007) Flow and deposition of pyroclastic granular flows: a type example from the 1975 Ngauruhoe eruption, New Zealand. *J Volcanol Geotherm Res* 161(3):165–186
- Mangeney A, Tsimring LS, Volfson D, Aranson IS, Bouchut F (2007) Avalanche mobility induced by the presence of an erodible bed and associated entrainment. *Geophys Res Lett* 34(22), L22401
- Mangeney A, Roche O, Hungr O, Mangold N, Faccanoni G, Lucas A (2010) Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *J Geophys Res* 115(F3), F03040
- Mc Coy SW, Kean JW, Coe JA, Tucker GE, Staley DM, Wasklewicz TA (2012) Sediment entrainment by debris flows: in situ measurements from the headwaters of a steep catchment. *J Geophys Res* 117(No. F3)
- Mc Dougall S, Hungr O (2005) Dynamic modelling of entrainment in rapid landslides. *Can Geotech J* 42(5):1437–1448
- Medina V, Hürlimann M, Bateman A (2008) Application of FLATModel, a 2D finite volume code, to debris flows in the northeastern part of the Iberian Peninsula. *Landslides* 5(1):127–142
- Naaim M, Faug T, Naaim-Bouvet F (2003) Dry granular flow modelling including erosion and deposition. *Surv Geophys* 24:569–585
- Patra AK, Bauer AC, Nichita CC, Pitman EB, Sheridan MF, Bursik M, Rupp B, Webber A, Stinton AJ, Namikawa LM, Renschler CS (2005) Parallel adaptive numerical simulation of dry avalanches over natural terrain. *J Volcanol Geotherm Res* 139(1–2):1–21
- Pirulli M, Pastor M (2012) Numerical study on the entrainment of bed material into rapid landslides. *Geotechnique* 62(11):959–972
- Pitman E, Nichita C, Patra A, Bauer A, Bursik M, Weber A (2003) A model of granular flows over an erodible surface. *Discret Contin Dyn Syst B* 3(4):589–600
- Procter JN, Cronin SJ, Platz T, Patra A, Dalbey K, Sheridan M, Neall V (2010) Mapping block-and-ash flow hazards based on Titan 2D simulations: a case study from Mt. Taranaki, NZ. *Nat Hazards* 53(3):483–501
- Quan Luna B, Remaître A, van Asch TWJ, Malet JP, van Westen CJ (2012) Analysis of debris flow behavior with a one dimensional run-out model incorporating entrainment. *Eng Geol* 128:63–75
- 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. *J Geophys Res Solid Earth* 115(B9), B09206
- Roche O, Niño Y, Mangeney A, Brand B, Pollock N, Valentine GA (2013) Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology* 41(10):1107–1110
- Sahagian DL, Proussevitch AA (1998) 3D particle size distributions from 2D observations: stereology for natural applications. *J Volcanol Geotherm Res* 84:173–196
- Samaniego P, Le Pennec J-L, Robin C, Hidalgo S (2011) Petrological analysis of the pre-eruptive magmatic process prior to the 2006 explosive eruptions at Tungurahua volcano (Ecuador). *J Volcanol Geotherm Res* 199(1–2):69–84
- Sarocchi D, Sulpizio R, Macías JL, Saucedo R (2011) The 17 July 1999 block-and-ash flow (BAF) at Colima Volcano: new insights on volcanic granular flows from textural analysis. *J Volcanol Geotherm Res* 204(1–4):40–56
- Saucedo R, Macías JL, Bursik MI, Mora JC, Gavilanes JC, Cortes A (2002) Emplacement of pyroclastic flows during the 1998–1999 eruption of Volcán de Colima, México. *J Volcanol Geotherm Res* 117(1–2):129–153
- Saucedo R, Macías J, Bursik M (2004) Pyroclastic flow deposits of the 1991 eruption of Volcán de Colima, Mexico. *Bull Volcanol* 66(4): 291–306
- Schwarzkopf LM, Schmincke H-U, Cronin SJ (2005) A conceptual model for block-and-ash flow basal avalanche transport and deposition, based on deposit architecture of 1998 and 1994 Merapi flows. *J Volcanol Geotherm Res* 139(1–2):117–134
- Shea T, Houghton BF, Gurioli L, Cashman KV, Hammer JE, Hobden BJ (2010) Textural studies of vesicles in volcanic rocks: an integrated methodology. *J Volcanol Geotherm Res* 190:271–289

- Sovilla B, Burlando P, Bartelt P (2006) Field experiments and numerical modeling of mass entrainment in snow avalanches. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 111(F3)
- Sparks RSJ (1976) Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology* 23(2):147–188
- Sparks RSJ, Wilson L, Hulme G (1978) Theoretical modeling of the generation, movement, and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *J Geophys Res Solid Earth* 83(B4):1727–1739
- Sparks RSJ, Gardeweg MC, Calder ES, Matthews SJ (1997) Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile. *Bull Volcanol* 58:557–565
- Steffke AM, Fee D, Garces M, Harris A (2010) Eruption chronologies, plume heights and eruption styles at Tungurahua Volcano: integrating remote sensing techniques and infrasound. *J Volcanol Geotherm Res* 193(3–4):143–160
- Sulpizio R, Dellino P (2008) Chapter 2: Sedimentology, depositional mechanisms and pulsating behaviour of pyroclastic density currents. In: Gottsmann J, Marti J (eds) *Developments in volcanology*. Elsevier, pp 57–96
- Sulpizio R, Capra L, Sarocchi D, Saucedo R, Gavilanes-Ruiz JC, Varley NR (2010) Predicting the block-and-ash flow inundation areas at Volcán de Colima (Colima, Mexico) based on the present day (February 2010) status. *J Volcanol Geotherm Res* 193(1–2):49–66
- Tanguy JC, Ribière C, Scarth A, Tjetjep WS (1998) Victims from volcanic eruptions: a revised database. *Bull Volcanol* 60(2):137–144
- Yamashita S, Miyamoto K (1993) Model of pyroclastic flow and its numerical solution. *IAHS Publication*:67–67

1.1.A. Rôle de la couche affouillable et comparaison avec des cas naturels

1.1.A.a Nature de la couche et « érodabilité »

La nature lithologique du matériel érodé par les écoulements est discutée en détail dans le second chapitre de cette thèse. Le but de cette section est de discuter de l'impact des simplifications faites pour modéliser la couche affouillable sur la capacité érosive des écoulements. Cette dernière est composée de particules sphériques de même densité, et sans cohésion, ce qui est forcément une vision simplifiée de la réalité. Or, certains matériaux naturels présents sur le flanc des volcans ainsi que dans les ravines (c'est-à-dire potentiellement sur le trajet des écoulements pyroclastiques) se rapprochent du cas idéal modélisé. Il s'agit des dépôts de pentes (éboulis, certains types de colluvions, etc.), des alluvions, et des dépôts pyroclastiques anciens peu ou pas indurés. Or, il apparaît que ces matériaux sont généralement ceux qui sont préférentiellement érodés par les écoulements pyroclastiques (ex : *Sparks et al., 1997; Calder et al., 2000*). Le modèle de couche affouillable pseudo-granulaire proposé dans ce mémoire semble ainsi pouvoir s'appliquer à des cas naturels, et a déjà été utilisé avec succès dans des études précédentes (ex : *Lê et Pitman, 2009*).

Les descriptions des structures érosives associées à la mise en place des écoulements pyroclastiques rapportent fréquemment le creusement de chenaux, dont la profondeur est limitée par un niveau plus résistant (*Sparks et al., 1997; Calder et al., 2000; Cole et al., 2005; Lube et al., 2007*). Ces chenaux ont été observés lors de l'éruption étudiée ici : leur profondeur maximale est souvent limitée par la présence de niveaux laviques très résistants (Fig. 3.27), qui inhibent l'érosion.

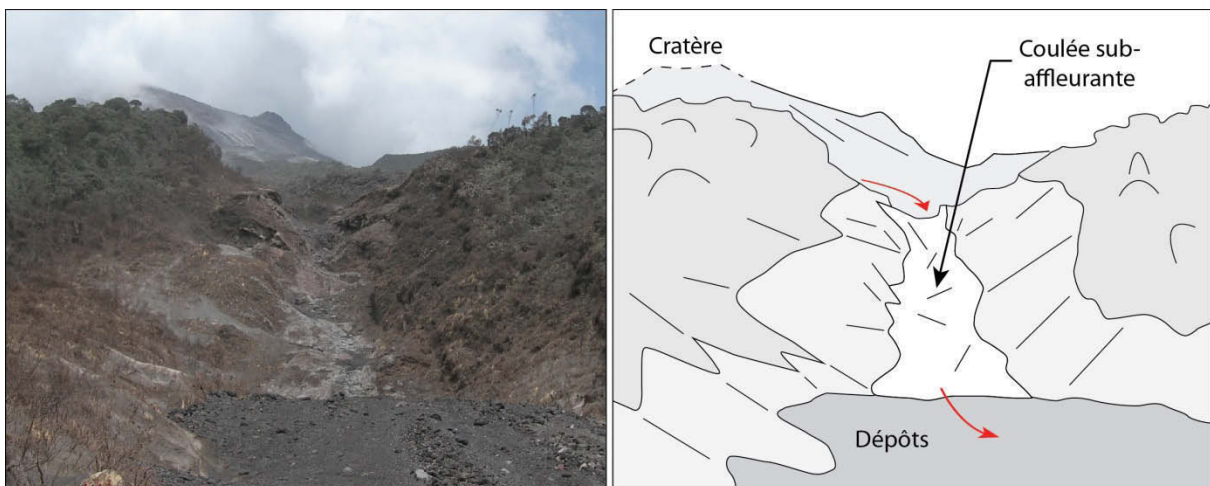


Fig. 3.1 : Photographie de terrain prise juste après l'éruption d'août 2006 du Tungurahua et schéma interprétatif montrant que la présence d'une coulée de lave sub-affleurante inclinée à 25° inhibe l'érosion et provoque la formation d'un chenal au sein duquel la quantité de matériel érodable disponible est extrêmement faible. Le trajet des écoulements est matérialisé en rouge. *Photo A. Vallée – IRD.*

La profondeur à laquelle se situent ces anciennes coulées de lave, qui peuvent être vues comme le substrat de nos modèles (voir 3.2.A), définit donc une épaisseur limite de matériel affouillable disponible, ce qui est une très bonne analogie avec l'épaisseur h_{erod} de nos modèles. Le système modélisé dans cette thèse est ainsi proche, au moins au premier ordre, du cas naturel.

Nos données texturales (voir Chapitre 2) montrent que les dépôts d'écoulements pyroclastiques contiennent des concentrations similaires de matériaux non-juvéniles pendant toute la durée de l'éruption (voir Fig. 2.29). Du matériel affouillable était donc disponible tout au long de l'éruption, ce qui pose la question de sa consommation/remobilisation et de sa recharge. La couche érodable ne semble ainsi pas entièrement consommée par un écoulement donné. Cette caractéristique est bien reproduite par nos modèles : un seul pulse n'est pas capable d'éroder l'ensemble de la couche affouillable, car son taux d'érosion rapporté à sa vitesse n'est pas suffisant pour creuser la couche érodable jusqu'à sa base. Seul le passage de plusieurs pulses successifs érode progressivement la couche affouillable et produit le patron d'érosion observé (Fig. 3.28).

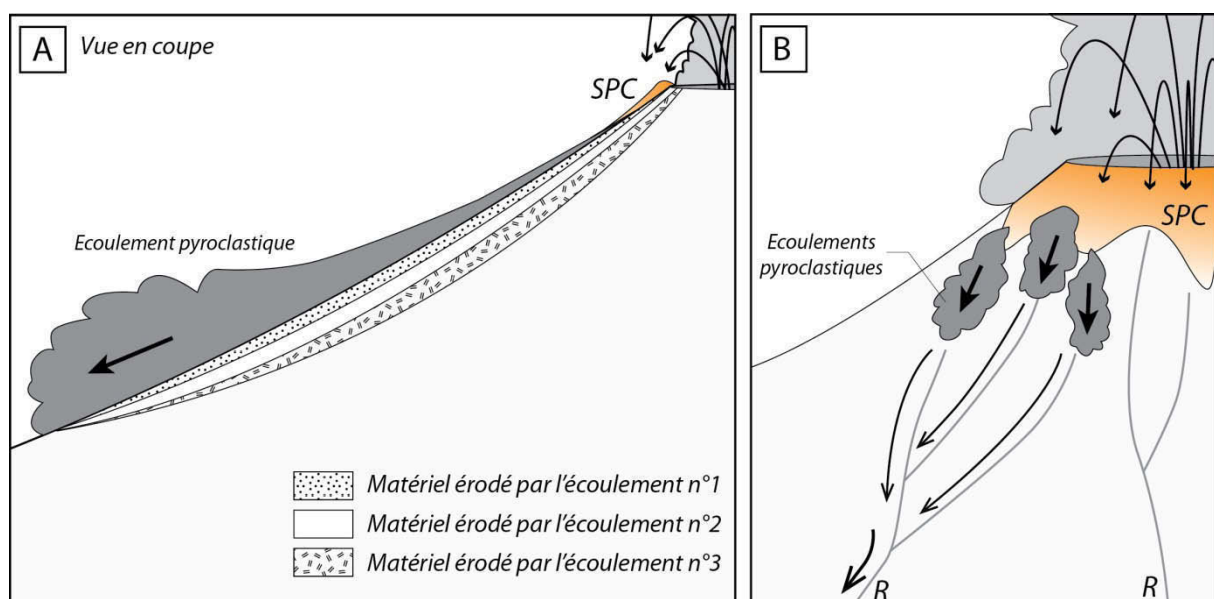


Fig. 3.2 : Mécanismes d'érosion pouvant expliquer la présence de quantités similaires de matériel incorporé dans les dépôts d'écoulements tout au long de l'éruption. **(A)** Erosion progressive de la couche érodable par des écoulements pyroclastiques successifs (respectivement 1, 2 et 3, les épaisseurs sont exagérées) et **(B)** Trajets des écoulements différents dans la partie amont du volcan puis concentration au sein d'une même ravine en aval. SPC désigne le cône de spatters (ou « d'agglutinats »).

Des écoulements se mettant en place selon des trajets légèrement différents, notamment au niveau de la partie amont du cône supérieur, où le réseau de drainage est frustré et peu profond, pourraient aussi être en mesure d'expliquer la disponibilité de matériel affouillable pendant toute l'éruption. Les déstabilisations du cône d'agglutinats peuvent en effet générer des écoulements

ayant une source légèrement différente en amont, mais se trouvant être canalisés dans une même ravine en aval (Fig. 3.28). Ces deux mécanismes, illustrés de manière schématique sur la figure 3.28 ne sont bien entendu pas exclusifs. Il est aussi important de souligner que les modifications de la topographie du volcan associées à la mise en place d'écoulements pyroclastiques érosifs peuvent modifier le réseau de drainage et permettre à des écoulements produits en fin d'éruption d'emprunter des trajets différents, voire d'affecter des ravines différentes. Ce résultat pourrait expliquer pourquoi la ravine de Mapayacu n'a été touchée qu'en fin de paroxysme lors de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua (*Com. pers. J-L Le Pennec*).

1.1.A.b *Épaisseur de la couche affouillable et estimation a posteriori*

Nos résultats ont montré que la quantité de matériel affouillable disponible sur le flanc du volcan avant l'éruption (exprimé par son épaisseur h_{erod} , voir section 3.2.B) contrôle en grande partie la quantité de non-juvéniles incorporés aux écoulements. Notre modèle autorise en effet l'érosion tant que le bilan des forces externes agissant sur les particules érodables est favorable aux forces motrices qui les déstabilisent. Pour une couche affouillable donnée, l'expression de ces forces ne dépend que des propriétés de l'écoulement et de la pente du volcan. En d'autres termes, si l'érosion est possible à un endroit sur le volcan, elle va se poursuivre tant que du matériel érodable est disponible, et tant que l'éruption se poursuit. Il est donc important de discuter des épaisseurs h_{erod} nécessaires à nos modèles numériques pour reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements, et d'avoir un regard critique sur ces valeurs.

La quantité de matière affouillable disponible sur le flanc d'un volcan avant une éruption est cependant un paramètre très difficile à estimer dans les cas naturels (les zones proximales sont souvent difficiles d'accès, dangereuses, et les épaisseurs h_{erod} de produits affouillables variables et très délicates à estimer). Des mesures post-éruption donnent toutefois accès aux épaisseurs de matériel érodé par les écoulements. De telles observations n'ont pas pu être réalisées de manière systématique sur le Tungurahua dans le cadre de cette thèse (pour des raisons de sécurité, et d'accès à la zone proximale). Des travaux de la littérature rapportent cependant que les écoulements pyroclastiques sont capables de creuser des chenaux de quelques mètres dans le cas d'écoulements ponceux (*Sparks et al. 1997*), à quelques dizaines de mètres de profondeur dans le cas d'écoulements scoriacés similaires à ceux de 2006 du Tungurahua (*Cole et al., 2005*).

L'épaisseur h_{erod} nécessaire pour que nos modèles reproduisent les proportions de matériel non-juvénile incorporés aux écoulements n'est que de quelques mètres (1-3 m) dans le cas d'écoulements de faible volume et de 6 - 8 m dans le cas d'écoulements plus volumineux (voir Fig. 3.23), ce qui est tout à fait compatible avec les données naturelles. Nos modèles reproduisent donc

raisonnablement le cas naturel et permettent de se faire une idée *a posteriori* de la quantité de matière érodable présente sur le flanc du volcan, par inversion des données. Cette méthode pourrait permettre d'estimer la capacité érosive d'écoulements pyroclastiques anciens.

1.1.B. Impact de l'érosion sur la distance de parcours : implication pour l'aléa

1.1.B.a Discussion des modèles et intérêt de l'étude

Comme discuté précédemment, la rhéologie plastique- ϕ_{\max} est la plus à même de reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements pyroclastiques modélisés, ce qui justifie son utilisation dans les simulations ayant pour but de déterminer l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements. Afin de reproduire au mieux les écoulements du paroxysme d'août 2006, nous avons utilisé une topographie naturelle du volcan, extraite d'un MNT à 10 m (voir 3.3.C.a). Un point important à souligner ici est que les écoulements pyroclastiques ont été bloqués au pied de l'édifice par les hautes falaises métamorphiques qui entourent le Tungurahua sur toute sa partie Ouest (voir par exemple Figs. 2.1, 2.18 du *Chapitre 2*, Fig. 3.29 ci-dessous et *Hall et al., 2013*), ce qui empêche donc d'analyser l'effet de l'érosion sur leur distance de parcours. Ce constat justifie la suppression artificielle de ces reliefs dans nos modèles, et leur remplacement par une « plaine d'épandage » horizontale ou possédant une pente de 10° (voir 3.3.C ; Figs. 3.24 et 3.25), de manière à pouvoir quantifier les modifications éventuelles de la distance de parcours des écoulements érosifs.

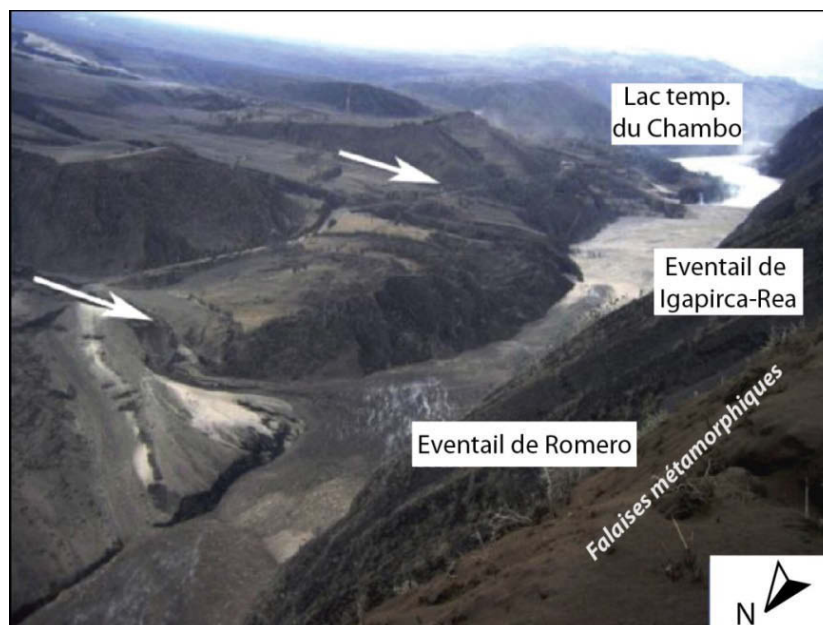


Fig. 3. 3 : Eventails pyroclastiques formés par la sédimentation forcée des écoulements dans le lit de la rivière Chambo (Ouest du volcan) induite par la présence de reliefs les ayant bloqués. Photographie prise le 18 août 2006, d'après *Hall et al. (2013)*. Lac temp. = Lac temporaire.

Nos simulations montrent tout d'abord que l'augmentation de la proportion de matière incorporée en fonction de l'épaisseur de la couche affouillable (Fig. 3.23), n'est pas linéairement corrélée à l'augmentation de la distance de parcours des écoulements (Fig. 3.25), mais se fait par paliers (*voir section 3.4.C*). De faibles variations des conditions initiales peuvent donc avoir un impact non-négligeable sur les résultats finaux des simulations et l'érosion semble être ainsi fortement non-linéaire. Ce comportement particulier s'explique par la rhéologie plastique employée : une légère augmentation du volume initial peut permettre à l'écoulement d'acquérir une épaisseur suffisante pour dépasser son seuil de plasticité, ce qui peut se traduire par la mise en place d'un pulse de matière supplémentaire (*voir Fig. 3.22*). Ce pulse érode à son tour la couche affouillable, ce qui implique un gain de matière incorporée et/ou de distance de parcours différent pour de faibles variations des conditions initiales (i.e. pente de l'édifice, volume initial, quantité de matière affouillable disponible, etc). L'instabilité du processus d'érosion pose alors la question de sa prise en compte lors de la définition de la menace associée aux écoulements pyroclastiques érosifs. Nos résultats montrent toutefois que la tendance entre le taux d'incorporation et le gain de distance de parcours des écoulements modélisés est nette et bien définie (*voir Figs. 3.23 et 3.25 par exemple*). Malgré un comportement non-linéaire, il semble ainsi possible d'estimer grâce à notre approche un gain de mobilité moyen associé au caractère érosif des écoulements. Des tests menés sur la topographie en 3D du Tungurahua (Fig. 3.26) donnent des résultats cohérents avec les grandeurs naturelles (zones affectées, vitesse de mise en place, etc.) mesurées, ce qui renforce la confiance que l'on peut avoir dans les modèles. L'interprétation fine des simulations doit cependant se faire avec précaution, car des limites liées à la résolution du MNT et à l'approche discrétisée employée peuvent avoir des conséquences sur les zones impactées. Il est ainsi important de garder une marge de sécurité dans la définition de l'aléa, et de multiplier les simulations en faisant varier les paramètres initiaux afin d'avoir une idée globale des zones les plus menacées en cas d'éruption.

Nos modèles montrent aussi que l'érosion se fait avec la même intensité quel que soit le volume initial des écoulements (*voir section 3.4.C.a*). L'impact de l'érosion sur le comportement dynamique des écoulements est donc d'autant plus fort que leur volume initial (i.e. de matériel juvénile) est faible. Ce résultat souligne l'importance d'étudier les mécanismes d'érosion et leurs impacts dans le cas des écoulements pyroclastiques modestes fréquents (comme ceux d'août 2006 du Tungurahua), qui sont capables d'éroder une grande quantité de matériel par rapport à leur volume initial, et dont le comportement est susceptible d'être fortement modifié par les phénomènes d'érosion/incorporation.

1.1.B.b Effet de l'érosion : quantification et lien avec l'aléa

Avant de discuter de l'impact de l'érosion sur la distance de parcours des écoulements, il est important d'insister sur le comportement mécanique de la rhéologie utilisée lors des simulations. Un gain d'épaisseur d'un écoulement plastique- ϕ_{\max} par incorporation se traduit par un gain d'étalement, car le déplacement de l'écoulement est d'autant plus facile que son épaisseur est importante. Or, l'incorporation de matériel non-juvénile immobile entraîne dans le même temps une perte de vitesse de l'écoulement. L'effet final de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques modélisés dans cette étude dépend donc de la compétition entre la perte de vitesse liée à l'érosion, et le gain d'épaisseur (et donc de masse) associé. Nos résultats montrent que le mode d'alimentation des écoulements (volume et temps d'alimentation), la quantité de produits entraînés (qui dépend comme nous l'avons vu de l'épaisseur de la couche érodable) et l'angle de la pente de la plaine d'épandage basale théorique sont les principaux facteurs externes qui influencent la mobilité des écoulements érosifs (pour tous autres paramètres fixés ; voir 3.4.C et Figs. 3.23, 3.24, 3.25).

Comme le montrent nos résultats, des écoulements possédant un volume initial important relâché en une seule fois vont présenter des gains de mobilité importants, dès que la quantité de matière incorporée atteint $\approx 30\%$ de la masse de l'écoulement (Fig. 3.25). Un volume important de produits libéré subitement possède en effet une forte inertie lorsqu'il se déplace. Les écoulements arrivent alors « lancés » sur la couche affouillable, et ne perdent que peu de vitesse lors de l'érosion (i.e. ils sont peu freinés). Le gain d'épaisseur associé à l'incorporation de matière se traduit ainsi par un étalement plus important des écoulements, et donc une distance de parcours accrue (Figs. 3.24 et 3.25). Une érosion limitée à la partie supérieure de l'édifice (Fig. 3.20) implique aussi que la masse incorporée possède une énergie potentielle importante, susceptible de participer au gain de mobilité des écoulements.

Dans le cas d'une alimentation où le volume est relâché progressivement, la mise en mouvement des pulses de matière se fait dès que le seuil de plasticité de la rhéologie plastique- ϕ_{\max} est dépassé. Les écoulements produits présentent des épaisseurs moins importantes que dans le cas où l'ensemble du volume initial est relâché en une seule fois, et n'acquièrent que peu d'inertie. Ces écoulements plus fins sont donc affectés de manière plus importante par la perte de vitesse associée à l'érosion, et ont donc tendance à être ralentis. Nos résultats montrent que seule une plaine d'épandage théorique horizontale à la base du volcan (Fig. 3.24, 3.25) permet de sentir l'effet de cette perte de vitesse. L'angle nul de cette surface théorique ralenti en effet fortement les écoulements : ceux ayant déjà perdu une part importante de leur inertie lors de l'érosion ne peuvent ainsi pas se déplacer très longtemps. C'est ce qui explique la perte de mobilité observée pour des

écoulements dont le volume est relâché progressivement, et qui se mettent en place sur une plaine d'épandage horizontale.

Dans tous les autres cas (i.e. des volumes initiaux relâchés en une seule fois et/ou une plaine d'épandage théorique possédant une pente de 10°), les écoulements érosifs présentent des gains de mobilités généralisés. Il semble donc que l'effet de l'érosion soit au premier ordre associé à une mobilité accrue des écoulements puisque un seul cas très particulier de nos simulations (une plaine basale horizontale), soit associé à une diminution de la distance de parcours. Nos simulations montrent que les écoulements érosifs possèdent des distances de parcours de l'ordre de 10-30% plus importantes que les écoulements non-érosifs, dans le cas d'écoulements possédant des caractéristiques réalistes (voir 3.4.C.b). Ce résultat souligne que la compétition entre la perte d'inertie et le gain d'épaisseur (et donc de masse) associés à l'érosion est globalement à l'avantage du gain d'épaisseur. Le comportement au premier ordre des écoulements pyroclastiques érosifs tend donc vers une augmentation non-négligeable de leur distance de parcours, qui est lié (dans nos modèles) à un gain d'épaisseur des écoulements plastiques provoqué par l'incorporation de la couche affouillable au cours de leur mise en place. Ces résultats sont en accord avec de nombreuses études de terrain, analogiques ou numériques qui associent le gain de masse provoqué par l'entraînement du substrat à un gain de distance de parcours (ex : *Dade et Hupper, 1998 ; Legros, 2002 ; Mangeney et al., 2007b ; Farin et al., 2014*), mais contredit les résultats numériques de *Lê et Pitman (2009)* basés sur une rhéologie Coulomb et une loi d'érosion dépendant de la vitesse, qui concluent que l'érosion limite la mobilité des écoulements.

Ces résultats numériques complètent les expériences analogiques d'entraînement effectuées avec du matériel granulaire peu fluidisé (*Mangeney et al., 2007 ; 2010 ; Farin et al., 2014*), dans la mesure où ils concernent des pentes naturelles (c'est-à-dire où l'angle de pente n'est plus fixe pour un écoulement donné comme dans les chenaux expérimentaux), et des grandeurs physiques réalistes issues de l'analyse texturale des dépôts. Les modèles numériques développés ici sont donc une étape vers l'amélioration de notre compréhension des liens complexes entre érosion et mobilité des écoulements pyroclastiques. Les conditions d'alimentation des écoulements pyroclastiques modélisés ont été fixées ici de manière à reproduire le paroxysme d'août 2006 du Tungurahua (voir 3.3.C.b). Or, le relâchement instantané d'un volume donné de matériaux juvéniles peut mimer à la fois la déstabilisation d'une portion d'agglutinats (comme ça a été le cas en 2006 du Tungurahua, *Kelfoun et al., 2009 ; Douillet et al., 2013a ; Hall et al., 2013*) mais peut aussi très bien s'appliquer à des alimentations de type « effondrement de dôme » (ex : *Kelfoun, 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). Les résultats obtenus pour le Tungurahua semblent donc pouvoir être transposés à d'autres édifices et d'autres types d'écoulements pyroclastiques modestes.

La différence de mobilité des écoulements pyroclastiques a principalement été mise en évidence dans cette étude à travers le cas de simulations 2D, ce qui signifie que l'écoulement ne peut pas s'étaler latéralement et que l'ensemble du gain de volume se répercute sur le gain de distance. Cette méthode peut être discutée dans le cas naturel, notamment dans des zones où les écoulements sont peu confinés. Lors des simulations 3D, l'étalement est fortement lié à la topographie du volcan et à la résolution numérique des vallées (directement issue de la précision du MNT), qui vont confiner ou non les écoulements. Nos simulations 3D menées sur la topographie réelle du volcan (voir Fig. 3.26) montrent que les écoulements modélisés sont globalement bien canalisés, ce qui limite les effets de l'étalement au cours de la mise en place et permet donc bien d'estimer au premier ordre l'impact de l'érosion sur les distances de parcours en 2D. C'est ce qui explique que les ordres de grandeur des gains de distance de parcours obtenus en 3D sont compatibles avec les résultats 2D.

Les phénomènes d'érosion/incorporation favorisent donc au premier ordre la mobilité des écoulements pyroclastiques et entraînent une augmentation de leurs distances de parcours de l'ordre de 10 - 30 % dans nos modèles. Ces résultats soulignent l'importance de la prise en compte de ces phénomènes dans les travaux futurs portant à la fois sur l'étude du comportement des écoulements pyroclastiques de volume modeste se mettant en place sur des pentes couvertes de matériel facilement remobilisable (ex : *Cole et al., 1998b ; 2005 ; Saucedo et al., 2004 ; 2005 ; Lube et al., 2007 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*) et sur la définition de l'aléa associé (ex : *Todesco et al., 2002 ; Sheridan et al., 2004 ; Kelfoun et al., 2009 ; Murcia et al., 2010 ; Procter et al., 2010 ; Oramas-Dorta et al., 2012 ; Charbonnier et al., 2013*). Les gains d'épaisseur résultant de l'incorporation pourraient dans certains cas produire des débordements importants des écoulements pyroclastiques depuis une ravine vers une autre, et donc influencer la répartition des ravines impactées, en plus des distances. Cet effet n'a pas été mis en évidence dans le cas du Tungurahua car l'édifice est caractérisé par des ravines très encaissées à sa base (voir Chapitre 1 ou *Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013 ; Douillet et al., 2013a*) mais devra être quantifié dans le cas d'édifices possédant des vallées moins marquées, notamment à leur base (comme par exemple le Merapi, l'Arenal ou le Colima). Enfin, cette incorporation importante de matériel non-juvénile au cours de la mise en place pourrait aussi expliquer en partie la mobilité parfois importante des écoulements « pyroclastiques » ne possédant que peu (effondrement de dôme ancien et inactif) ou pas (explosions phréatiques/hydrothermales) de matériel juvénile.

Chapitre 4

Conclusions et perspectives

Ce chapitre fait la synthèse de l'ensemble des résultats de cette thèse, résume les avancées méthodologiques, et détaille quelques-unes des études complémentaires et/ou améliorations possibles permettant de continuer à explorer les mécanismes d'érosion associés aux écoulements pyroclastiques et leurs impacts. L'apport des travaux présentés dans ce mémoire sera aussi discuté dans ce chapitre final.

Les écoulements pyroclastiques de volume modeste sont des phénomènes fréquents associés à l'activité éruptive de nombreux volcans de la planète (ex : Colima, *Saucedo et al., 2004* ; Arenal, *Cole et al., 2005* ; Ngauruhoe, *Lube et al., 2007* ; Merapi, *Charbonnier et Gertisser ; 2011*). Ils représentent l'un des aléas volcaniques les plus dangereux pour les populations (*Tanguy et al., 1998* ; *Auket et al., 2013*). Cette thèse se concentre sur les processus peu connus d'érosion et d'incorporation associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques. La double démarche développée visait à 1) identifier et déterminer le rôle des mécanismes d'érosion/incorporation associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques, à travers des études texturales et des bilans de matière haute résolution de leurs dépôts et 2) explorer l'impact de l'érosion/incorporation de matière sur le comportement dynamique des écoulements pyroclastiques, et donc sur l'aléa associé, à travers la modélisation numérique d'écoulements pyroclastiques érosifs. Nous avons choisi de cibler les dépôts d'écoulements pyroclastiques de volumes modestes du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua (Equateur), car ils présentaient des caractéristiques favorables pour atteindre les objectifs fixés. L'activité du volcan produisant fréquemment des écoulements pyroclastiques (*voir Chapitre 1*), cette étude représente de plus un enjeu de taille pour la définition des menaces.

4.1. Identification, quantification, et impact de l'érosion

La double approche développée au cours de ces travaux de thèse est en mesure d'apporter des éléments de réponse à la problématique encore méconnue de l'érosion/incorporation associée à la mise en place des écoulements pyroclastiques de volumes modestes. Les bilans de matière haute résolution, utilisés pour caractériser la capacité érosive des écoulements et quantifier son impact sur les budgets éruptifs, apportent des connaissances nouvelles à la fois sur le mode de mise en place des écoulements pyroclastiques et sur la dynamique du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua. Les

simulations numériques d'écoulements pyroclastiques érosifs permettent de proposer des mécanismes d'érosion, et améliorent ainsi notre compréhension globale du phénomène. L'utilisation couplée des deux méthodes (numérique et analyses texturales) permet de déterminer l'effet dynamique de l'érosion sur la mobilité des écoulements, ce qui représente une avancée importante dans la caractérisation des menaces, et donc la gestion des aléas associés. L'ensemble des résultats texturaux obtenus fournit des données naturelles quantitatives, qui pourront être utilisées pour la validation nécessaire des nombreux modèles expérimentaux et numériques d'écoulements pyroclastiques développés récemment (*Dellino et al., 2007 ; Procter et al., 2010 ; Cronin et al., 2013*). Enfin, il est important de souligner que l'ensemble des méthodes développées au cours de ce travail de thèse sont transposables à d'autres édifices, dans la mesure où les affleurements sont compatibles avec la démarche d'échantillonnage mise au point et où des modèles de terrain (MNT) de bonne qualité sont disponibles.

4.1.A. Bilan de matière et dynamique de l'éruption

Le volume total des dépôts d'écoulements pyroclastiques est de $\approx 24 \pm 6 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, pour une masse totale estimée à $\approx 41,7 \pm 9,9 \cdot 10^9 \text{ kg}$, dont $\approx 21,0 \cdot 10^9 \text{ kg}$ de juvéniles. Ces données complètent notre connaissance du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua, et permettent de déterminer la masse totale de produits juvéniles émis, qui est de $\approx 101,2 \pm 19,9 \cdot 10^9 \text{ kg}$. La magnitude M de l'éruption (*Pyle, 2000*) est ainsi de $\approx 4,0$ (contre 3,6 sans prendre en compte la masse des PDCs ou 4,1 sans déduire les proportions de juvéniles) et son intensité I de $\approx 9,7$ (contre 9,3 sans prendre en compte la masse des PDCs ou 9,8 sans déduire les proportions de juvéniles). Le volume total de produits émis pendant le paroxysme est quant à lui légèrement inférieur à $0,1 \text{ km}^3$ ($\approx 97 \pm 16 \cdot 10^6 \text{ m}^3$), ce qui équivaut à un Indice d'Explosivité Volcanique (VEI) de 3 (*Newhall et Self, 1982*). Cette étude vient donc appuyer celle de *Eychenne et al. (2013)*, qui désigne le paroxysme d'août 2006 du Tungurahua comme un évènement sub-plinien de VEI 3 sur la base de l'étude des retombées de téphras. Elle souligne aussi l'intérêt de déterminer la taille d'une éruption donnée à partir de la masse de produits émis (Magnitude et Intensité) plutôt que de leur volume (VEI).

Nos résultats montrent que les dépôts d'écoulements pyroclastiques de volume modeste du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua sont composés de près de 50 % en masse de non-juvéniles, ce qui souligne l'importance de mettre en place une démarche capable de déterminer des bilans de matière à haute résolution pour étudier ce type de produits. La masse totale de juvéniles émise au cours de l'éruption de 2006 du Tungurahua se répartit préférentiellement entre les dépôts de retombée (40 %) et les PDCs (30 %). Ces résultats pourraient permettre d'améliorer l'analyse des menaces associées à ces éruptions, en aidant à mieux définir la répartition de la masse entre les

différents types d'aléas associé à un scénario éruptif donné. Le volume initial de matière est en effet une donnée essentielle pour tous les modèles numériques utilisés à l'heure actuelle dans l'analyse de la menace, que ce soit pour la dispersion des téphras (ex : *Bonadonna et al., 2005 ; Costa et al., 2006 ; Komorowski et al., 2008*), ou la mise en place des écoulements pyroclastiques (ex : *Saucedo et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Procter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2012 ; Oramas-Dorta et al., 2012*). La définition des scénarios repose sur la connaissance de l'histoire éruptive du volcan, et sur l'étude des signaux géophysiques. Les volumes initiaux des différents types de produits sont ainsi difficiles à estimer *à priori*, notamment dans le cas d'écoulements pyroclastiques de faible volume, pour lesquels l'enregistrement sédimentaire peut être vite effacé par érosion. La démarche proposée dans cette thèse pourrait ainsi permettre d'estimer ces volumes initiaux à partir de la taille globale de l'éruption, calculée par exemple à l'aide des dépôts de téphras (qui possèdent une plus grande dispersion, un enregistrement sédimentaire plus net dans la stratigraphie, et pour lesquels des méthodes de calcul de volume robustes sont disponibles ; ex : *Eychenne et al., 2013*). Les travaux sur le partage de la matière entre les différents phénomènes volcaniques (notamment les écoulements pyroclastiques et les retombées de téphras) s'avèrent donc être prometteurs pour la définition des scénarios éruptifs.

La présence dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques d'une quantité relativement importante (≈ 15 wt. %) de juvéniles denses possédant la même composition chimique que les bombes scoriacées émises lors du paroxysme (*Samaniego et al., 2011*) indique qu'une part non-négligeable de la colonne magmatique pré-éruptive était dégazée. Or, l'ensemble du paroxysme s'est déroulé en conduit ouvert (*Arellano et al., 2008 ; Eychenne et al., 2013, Hall et al., 2013*), ce qui écarte l'hypothèse de l'existence d'un bouchon, et pose donc la question de la localisation de cette grande quantité de juvéniles denses au sein de la colonne magmatique pré-éruptive. Parmi les hypothèses, des poches de magma dégazé pourraient par exemple être présentes dans le réseau d'alimentation. La production en continu pendant le paroxysme de magma juvénile dégazé sur les bordures du conduit (par cisaillement/friction) pourrait aussi expliquer à la fois le dynamisme en conduit ouvert observé, et les faibles taux d'érosion du conduit (31 cm/h) calculés par *Eychenne et al. (2013)* à partir des xénolithes contenus la retombée de téphras.

4.1.B. Mode de mise en place des écoulements pyroclastiques

Les écoulements pyroclastiques étudiés sont caractérisés par une capacité érosive très importante (responsable de l'incorporation de près de 50 % de la masse totale des dépôts au cours de la mise en place). L'échantillonnage radial des dépôts (c'est-à-dire depuis le haut de l'édifice vers sa base) montre que l'érosion est principalement active dans la partie proximale de l'édifice, sur des pentes >

25-30°, et que la capacité érosive des écoulements diminue fortement sur des pentes plus faibles. Cette diminution de la capacité érosive des écoulements est corrélée avec le début des processus de sédimentation, qui dépendent eux aussi principalement de la pente. Ces résultats permettent de reconstruire le « patron d'érosion » des écoulements pyroclastiques d'août 2006 du Tungurahua, rassemblant les caractéristiques principales de l'érosion : un taux d'incorporation conséquent (≈ 50 wt. %) et une érosion cantonnée aux pentes fortes ($> 25-30^\circ$). Ce patron d'érosion est compatible avec de nombreuses descriptions de terrain de structures érosives et/ou de taux d'incorporation associés à la mise en place d'écoulements pyroclastiques de taille modeste, par exemple au Colima, Mexique (Rodríguez-Elizarrarás et al., 1991 ; Saucedo et al., 2004 ; 2010), au Merapi, Indonésie (Boudon et al., 1993 ; Schwartzkopf et al., 2005 ; Charbonnier et Gertisser, 2011), à la Soufrière Hills, Montserrat (Cole et al., 1998), à l'Arenal, Costa-Rica (Alvarado et Soto, 2002 ; Cole et al., 2005) ou encore au Ngauruhoe, Nouvelle-Zélande (Lube et al., 2007). Les mécanismes responsables du comportement érosif au premier ordre des écoulements pyroclastiques de volume modeste semblent donc dépendre de la pente, et peuvent être généralisables à un grand nombre de contextes et d'édifices volcaniques différents, ce qui a des répercussions importantes pour la définition de l'aléa. La source des matériaux érodés a pu être déterminée précisément dans le cas du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua à l'aide de comparaisons entre les observations de terrain effectuées avant et après l'éruption, et des données texturales acquises à partir des dépôts.

Les résultats de l'analyse texturale haute résolution ont permis de mettre en évidence et de quantifier des mécanismes de ségrégation dynamique de certains constituants lithologiques des écoulements en fonction de leur densité. Près de 75 % de la masse des juvéniles denses contenue dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques est déposée préférentiellement entre la zone proximale où la sédimentation débute et la base de l'édifice. Ces bilans, couplés aux mesures de vitesse au cours de l'éruption (Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013) permettent de calculer un taux de sédimentation massique de $1,6 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ (ou $\approx 0,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) pour ce constituant. Cette valeur est plus importante que celles reportées pour les rares estimations de taux de sédimentation disponibles dans la littérature (Lube et al., 2007), mais semble cependant en mesure d'expliquer les épaisseurs naturelles d'unités se mettant en place sous la forme de pulses de matière relativement brefs comme cela semble être le cas lors du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua (Kelfoun et al., 2009 ; Hall et al., 2013). La ségrégation dynamique, qui est la conséquence du tamisage cinétique des particules au cours de la mise en place de l'écoulement (Savage et Lun, 1998 ; Branney et Kokelaar, 2002 ; Le Roux et al., 2003 ; Choux et al., 2004 ; Lube et al., 2007), provoque aussi la migration des clastes grossiers vers la surface libre des écoulements. Ce mécanisme explique la forte concentration en bombes scoriacées observée au niveau des lobes des dépôts. La « carapace granulaire » ainsi

formée autour de l'écoulement est susceptible de contrôler son comportement rhéologique macroscopique, lui conférant des propriétés différentes de celles d'un écoulement granulaire simple (Kelfoun, 2012).

La démarche innovante de déconvolution des distributions granulométriques totales des dépôts utilisée au cours de cette thèse permet d'avoir accès à des informations nouvelles sur les mécanismes de transport/fragmentation des clastes, ainsi que sur les liens génétiques entre les écoulements denses, les déferlantes et les panaches co-pyroclastiques. Cette étape devra donc être généralisée aux travaux futurs. Nos résultats décrivent la présence dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques d'une sous-population grossière bien triée, susceptible de se déplacer principalement par saltation, et d'avoir ainsi un comportement découplé de celui de l'écoulement principal. Nos données mettent aussi en lumière des phénomènes complexes de transfert de matière entre l'écoulement dense principal, les déferlantes et/ou le panache co-pyroclastique. Le lien génétique clair établi entre la sous-population granulométrique fine (2ϕ) des dépôts d'écoulements pyroclastiques et la population constituant les déferlantes permet de mieux comprendre les relations entre ces deux pôles d'un même phénomène. Nos données posent aussi la question de la signification physique des champs granulométriques définis par Walker (1971). Ces derniers sont en effet beaucoup utilisés dans la littérature, mais déterminés à partir d'une distribution granulométrique partielle des dépôts. La prise en compte systématique des fractions grossières, par exemple à l'aide de la méthode d'analyse d'image développée dans cette thèse, pourrait permettre d'améliorer la définition de ces champs, et mener à une séparation plus nette entre les caractéristiques granulométriques des dépôts d'écoulements pyroclastiques et de déferlantes.

Nos résultats montrent que l'utilisation conjointe de l'ensemble des données texturales haute résolution (granulométrie, lithologie, morphologie) des dépôts se traduit par une meilleure compréhension des mécanismes de mise en place. L'indice de variation de la composition lithologique des clastes en fonction de leur taille (ou SCI) proposé ici, montre par exemple que les clastes scoriacés ont une plus grande prédisposition à se fragmenter et/ou à être abrasés que les fragments massifs. Ces données naturelles viennent nuancer l'étude expérimentale récente de Mundula et al. (2014) qui conclut que la nature des clastes n'a qu'un effet mineur sur les mécanismes de fragmentation/abrasion. La dimension fractale D (voir Mandelbrot, 1982 ou Kueppers et al., 2006) des distributions granulométriques globales des dépôts est élevée (≈ 3), et montre que les produits ont enregistré plusieurs étapes de fragmentation (et pas seulement la fragmentation magmatique initiale, pour laquelle $D \approx 2,7$, Kaminski et Jaupart, 1998 ; Horwell et al., 2001 ; Kueppers et al., 2006). Ces deux données texturales soulignent que les phénomènes de fragmentation/abrasion semblent jouer un rôle important dans la dynamique de mise en place des écoulements, contrairement aux

conclusions de *Lube et al. (2007)*. L'absence de différences morphologiques significatives entre les particules en fonction de la distance au cratère s'explique par le fait que, tout comme pour l'érosion, les mécanismes de fragmentation/érosion sont principalement actifs sur les parties hautes du volcan (*Dufek et Manga, 2008 ; Manga et al., 2011*), c'est-à-dire avant le début de l'enregistrement sédimentaire des dépôts. L'utilisation de morpho-granulomètres dernière génération tel que le Morphologi G3 met cependant en évidence un meilleur arrondi des particules fines avec la distance de transport, ce qui ouvre la voie vers des études morphologiques de pointe.

4.1.C. Mécanismes d'érosion et influence sur l'aléa

L'utilisation dans nos simulations numériques de topographies naturelles et de paramètres déduits des données de terrain, ainsi que l'évaluation systématique des simulations par rapport aux cas naturels ont permis d'explorer le comportement dynamique des écoulements pyroclastiques érosifs. Le développement d'une loi d'érosion basée uniquement sur le bilan des forces externes s'exerçant sur la couche affouillable permet de tester différents comportements rhéologiques des écoulements, ce qui n'était pas possible dans les études précédentes (ex : *Lê et Pitman, 2009 ; Procter et al., 2010*). Les comportements Coulomb et plastiques, qui sont les deux rhéologies les plus utilisées jusqu'à présent dans la littérature (ex : *Iverson et Valance, 2001 ; Delinger et Iverson, 2004 ; Kelfoun et Druitt, 2005 ; Patra et al., 2005 ; Procter et al., 2010 ; Kelfoun, 2011 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*), ont été investigués. Nos résultats montrent que, quelle que soit la rhéologie choisie, les écoulements modélisés doivent posséder des contraintes cisailantes fortes par rapport à leur contraintes normales pour être érosifs et reproduire le patron d'érosion naturel. Or, cette caractéristique des écoulements entraîne un fort ralentissement et les empêche dans le même temps de reproduire les distances de parcours naturelles. Le seul moyen de résoudre ce paradoxe est donc de concevoir que le rapport des contraintes normales / cisailantes de l'écoulement varie au cours de sa mise en place.

Cette conclusion explique pourquoi la rhéologie Coulomb, basée sur un angle de friction basal fixe (ex : *Patra et al., 2005 ; Procter et al., 2010*), c'est-à-dire sur un rapport des contraintes normales / cisailantes constant pour une pente donnée (quelle que soit l'épaisseur ou la vitesse de l'écoulement) n'est pas en mesure de reproduire le comportement naturel d'écoulements pyroclastiques érosifs. Des études numériques similaires, portant généralement sur des coulées de débris, sont arrivées aux mêmes conclusions et utilisent des paramètres supplémentaires pour contrôler l'érosion (par exemple un degré de liquéfaction, *Iverson et Delinger, 2001 ; Medina et al., 2008*). Or, un moyen simple d'obtenir des variations de l'angle apparent de friction d'un écoulement est d'utiliser une rhéologie qui prend intrinsèquement en compte cette propriété. C'est le cas de la

rhéologie plastique- φ_{\max} , basée sur une contrainte basale constante quelle que soit l'épaisseur de l'écoulement. Ce comportement implique donc nécessairement des variations du rapport des contraintes normales / cisillantes en cas de variations de l'épaisseur (et donc de la contrainte normale) de l'écoulement au cours de sa mise en place. Nos résultats montrent que la mise en place des écoulements sous la forme de pulses caractérisés par un front fin, une tête sur-épaissie et un corps épais, provoquent ces variations dynamiques d'épaisseur, et expliquent la capacité de nos modèles à reproduire le patron d'érosion naturel des écoulements. Ces pulses ont été décrits dans de nombreux cas naturels et semblent donc avoir une réalité physique (*Schwartzkopf et al, 2005 ; Lube et al., 2007 ; Sulpizio et Dellino, 2008 ; Kelfoun et al., 2009 ; Charbonnier et Gertisser, 2012*). Nos résultats montrent que l'érosion se produit au niveau du front fin et fortement frictionnel de l'écoulement, qui érode la couche affouillable en décélérant. Ce front fin étant « poussé » par la tête et le corps plus épais et non-érosif de l'écoulement. Le mécanisme d'érosion proposé ici est cohérent avec des résultats analogiques récents qui soulignent l'importance du front de l'écoulement dans les processus d'érosion, et qui relie l'érosion à des phases de décélération (*Farin et al., 2014*). D'autres écoulements géophysiques, tels que les avalanches et les coulées de débris, semblent aussi présenter des mécanismes d'érosion similaires (ex : *Sovilla et al., 2006*). Enfin, l'érosion apparaît dans nos modèles comme un phénomène instable, qui dépend fortement des conditions externes à l'éruption (ex : pente locale du volcan, quantité de matériel affouillable disponible au début de l'éruption), ce qui pose un réel problème pour l'évaluation future des menaces. La création de zones tampons définies suite à un grand nombre de simulations numériques possédant des paramètres externes variés semble être inévitable pour prendre en compte cette incertitude.

Le patron d'érosion produit par nos modèles plastiques- φ_{\max} possédant les paramètres les plus proches de ceux du paroxysme d'août 2006 du Tungurahua est caractérisé par une érosion limitée aux parties hautes de l'édifice et des taux d'incorporation de l'ordre de 50%. Ces données numériques sont parfaitement compatibles avec les données texturales obtenues sur les dépôts d'écoulements pyroclastiques de la même éruption : nos modèles semblent ainsi capables de reproduire de manière satisfaisante le comportement au premier ordre des écoulements pyroclastiques érosifs naturels. Nos résultats montrent que le comportement des écoulements de volume modeste peut être fortement modifié par l'érosion/incorporation, ce qui souligne l'intérêt de prendre en compte ces phénomènes dans la définition des aléas, notamment dans le cas d'édifices possédant des quantités importantes de matériaux faiblement consolidés sur leurs flancs. Cette forte capacité érosive pose enfin la question du comportement des écoulements « pyroclastiques » non magmatiques (éruptions phréatiques ou hydrothermales), dépourvus de juvéniles mais sans doute capable d'augmenter leur mobilité par érosion/incorporation (*Komorowski, com. pers.*).

La comparaison entre des simulations d'écoulements érosifs et non-érosifs (ex : Fig 3.26) permet de visualiser les zones impactées dans les différents cas de figure et donc de quantifier l'impact de l'érosion sur la mobilité des écoulements pyroclastiques, qui est un élément crucial pour l'évaluation de l'aléa (ex : *Todesco et al., 2002 ; Saucedo et al., 2005 ; Kelfoun et al., 2009 ; Proter et al., 2010 ; Charbonnier et Gertisser, 2012 ; Oramas-Dorta et al., 2012*). Nos résultats montrent que l'érosion/incorporation s'accompagne d'une augmentation de distance de parcours de l'ordre de 10-30%. Cette valeur permet d'étendre les conclusions d'expériences analogiques récentes (*Mangeny et al., 2010b ; Farin et al. 2014*) aux reliefs naturels, et souligne l'importance de prendre en compte les phénomènes d'érosion lors de la définition de l'aléa associé aux écoulements pyroclastiques.

4.2. Avancées méthodologiques et améliorations possibles

Les travaux de thèse présentés ici se sont appuyés sur le développement de méthodes innovantes d'analyse texturale des dépôts d'écoulements pyroclastiques, et de modélisation numérique de leur mise en place. Ces outils sont utilisables sur d'autres édifices et/ou dans d'autres contextes. Ils pourraient permettre de déterminer à l'avenir un indice d'érosion (prenant en compte par exemple le volume de matériel érodé par rapport au volume de matériel juvénile impliqué) applicable à différents types d'écoulements et/ou d'aléas afin de pouvoir les comparer entre eux. L'approche numérique peut être utilisée à la fois pour évaluer *a priori* les menaces associées à un édifice donné (production de cartes par exemple), et pour tester différents scénarii éruptifs en cas de crise. Cet outil s'avère ainsi être très précieux dans la définition et l'évaluation de l'aléa.

4.2.A. Bilans massiques haute résolution des dépôts

Le calcul de la taille d'une éruption peut être biaisé par la présence de quantités importantes de matériaux non-juvéniles recyclés dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques. Notre démarche visant à obtenir des budgets de matière à haute résolution permet de quantifier ce recyclage et de corriger en conséquence l'estimation de la taille de l'éruption. Le calcul des volumes précis de dépôts mis en place dans les différents environnements sédimentaires (i.e. ravines, et deltas pyroclastiques) pourrait être amélioré par des mesures systématiques d'épaisseurs dans les ravines, qui restent encore à l'heure actuelle l'une des principales sources d'incertitude de la méthode (ex : *Charbonnier et Gertisser, 2011*). L'analyse lithologique des constituants requiert l'utilisation d'un arbre de détermination précis, permettant à un opérateur étranger à l'étude de pouvoir individualiser les fragments à partir de critères clairs et objectifs, comme l'ont montré les contrôles en double-aveugle effectués au cours de cette thèse. Il serait intéressant d'évaluer la possibilité d'extrapoler cette méthode à des dépôts d'écoulements pyroclastiques différents, notamment ceux possédant un

faciès où les contrastes entre les différentes familles de constituants sont plus faibles que pour les produits de 2006 du Tungurahua (notamment les dépôts à cendre-et-blocs issus d'effondrement de dôme, par exemple du Merapi ; *Boudon et al. 1993 ; Charbonnier et Gertisser, 2011*).

La composition lithologique des dépôts repose principalement dans cette thèse sur des analyses d'images pour la fraction grossière ($> -2 \phi$), et des extrapolations validées ponctuellement par des comptages lithologiques manuels pour la partie fine. Une amélioration possible de cette méthode consisterait à généraliser les comptages lithologiques dans les fins, au niveau de fractions granulométriques sélectionnées de manière à optimiser le temps nécessaire à cette opération. Le protocole de comptage robuste mis au point par *Eychenne (2012)*, qui repose sur le comptage manuel successif d'une population de 300 grains environ tous les ϕ , semble adapté à ce genre d'étude. Cette opération permettrait notamment de caractériser la population de cristaux libres présents dans la matrice et non pris en compte dans ce mémoire. Le morpho-granulomètre Morphologi G3 pourrait aussi être utilisé pour optimiser l'opération, notamment pour sa capacité à traiter rapidement un nombre statistiquement important de grains. Cette technique nécessiterait cependant de caractériser précisément la morphologie de chaque classe de constituants présente dans les fractions fines afin de pouvoir les différencier par la suite de manière semi-automatique. Or, ces corrélations entre typologies texturales et lithologiques ne sont malheureusement encore pas triviales.

4.2.B. Granulométrie totale et méthodes de déconvolutions

La méthode d'échantillonnage numérique développée dans cette thèse, basée sur l'analyse d'image et la conversion stéréologique des données 2D permet de déterminer la distribution granulométrique des clastes grossiers ($> -2 \phi$) des dépôts, sans limite supérieure de taille. Les équations stéréologiques utilisées corrigent en partie les biais liés à l'hypothèse fautive que les dimensions des fragments mesurées en 2D représentent les tailles en 3D des objets (*Sahagian et Prousevitch, 1998*). La combinaison de ces données numériques avec celles obtenues par tamisage mécanique des fractions fines des dépôts ($< -3 \phi$) permet de reconstruire la distribution granulométrique complète des dépôts. Des études granulométriques détaillées de la fraction $< 63 \mu\text{m}$ (4ϕ) jusqu'à $1 \mu\text{m}$ (10ϕ), par exemple à l'aide d'un granulomètre laser ou d'un morpho-grapholomètre tel que le Morphologi G3, permettraient de caractériser précisément la fraction fine des dépôts, ce qui semble une étape indispensable. Cela permettrait notamment de vérifier l'existence supposée d'une population très fine (médiane à 5ϕ) dans les dépôts d'écoulements pyroclastiques, correspondant aux particules prêtes à être éluées dans le panache copyroclastique. Cette étude permettrait aussi de finaliser la caractérisation des liens génétiques entre

les différentes sous-populations granulométriques mises en évidence par déconvolution, et de s'intéresser aux processus de transferts entre l'écoulement dense et le panache co-pyroclastique.

L'étape de déconvolution des distributions granulométriques polymodales s'est avérée être un outil puissant dans la compréhension fine des processus de genèse, de mise en place et de sédimentation des écoulements pyroclastiques et devrait être généralisée dans les études futures, et notamment celles où différents types de produits pyroclastiques issus d'une même éruption peuvent être analysés. Le couplage des données granulométriques et lithologiques réalisé ici a permis pour la première fois de mettre en évidence les caractéristiques granulométriques des différentes populations de constituants, ce qui permet de mieux comprendre les mécanismes de transport, de fragmentation et de sédimentation des clastes en fonction de leur nature.

4.2.C. Morphologie des clastes

L'acquisition et la segmentation d'images numériques à haute résolution des dépôts a permis d'individualiser $\approx 58\ 000$ fragments, ce qui représente une population statistique importante. Les paramètres morphologiques extraits des images peuvent ainsi être utilisés pour 1) évaluer la qualité des analyses lithologiques en déterminant si les différentes classes de constituants lithologiques forment des groupes morphologiquement similaires et 2) comprendre et quantifier les processus complexes de fragmentation/abrasion des clastes lors de leur transport.

La morphologie de la fraction fine des dépôts ($< -2\ \phi$) a été mesurée à l'aide d'un morpho-granulomètre de dernière génération (le Morphologi G3 de Malvern), qui permet une analyse quantitative automatique d'un grand nombre de particules, avec une précision encore inégalée. Nos résultats préliminaires montrent que cet appareil est capable de mesurer des variations faibles mais significatives de la morphologie des clastes, ce qui n'était pas possible jusqu'à présent (ex : *Manga et al., 2011*). L'analyse d'un plus grand nombre d'échantillons, dont les grains ont été au préalable triés par constituants afin de prendre en compte les prédispositions des différentes lithologies à la fragmentation/abrasion mises en évidence dans cette thèse, permettrait de mieux caractériser ces phénomènes. Ces mesures, couplées aux bilans de matière haute résolution, permettraient de calculer les taux de transferts entre les écoulements denses, les déferlantes et les panaches co-pyroclastiques. Cet outil ouvre la voie vers de nouvelles analyses morphologiques des fractions fines des dépôts, et ce quelle que soit leur origine (*Le Pennec et al., 2014*).

4.2.D. Modélisation numérique d'écoulements érosifs

La méthode de modélisation numérique utilisée a déjà montré sa capacité à reproduire le comportement macroscopique des écoulements pyroclastiques naturels (*Kelfoun et al., 2009*;

Charbonnier et Gertisser, 2012). L'ajout des lois d'érosion développées dans cette thèse permet d'améliorer les modèles existants, et de mieux comprendre les mécanismes d'érosion associés à la mise en place des écoulements pyroclastiques. La possibilité de pouvoir tester différentes rhéologies avec une même loi d'érosion permet d'envisager d'autres études utilisant des comportements différents. La démarche d'évaluation systématique des simulations par comparaison avec le cas naturel permet de valider les modèles et ne pas sur-interpréter les résultats, qui peuvent ainsi plus prudemment être utilisés pour la définition de l'aléa.

Le comportement des écoulements érosifs a été exploré à l'aide de différentes hypothèses, portant notamment sur le degré de fluidisation de l'écoulement (voir Chapitre 3). Nos résultats ont montré qu'un écoulement fluide est incapable de reproduire le patron d'érosion naturel, à cause de la force de flottabilité F_b exercée par l'écoulement sur les particules de la couche affouillable. Or, l'effet de F_b peut être progressif en fonction de la proportion de la particule en contact avec le fluide (i.e. avec l'écoulement). Il est ainsi possible d'envisager des cas où la particule n'est pas entièrement englobée dans l'écoulement, par exemple si elle est enfouie aux deux-tiers dans le sol (Fig. 4.1). Dans ce cas, sa flottabilité sera moindre, ce qui diminuerait la capacité érosive des écoulements. Un développement intéressant de la méthode numérique consisterait ainsi à prendre en compte différents types de couche affouillable, où les particules peuvent présenter des proportions variables de leur surface en contact avec l'écoulement.

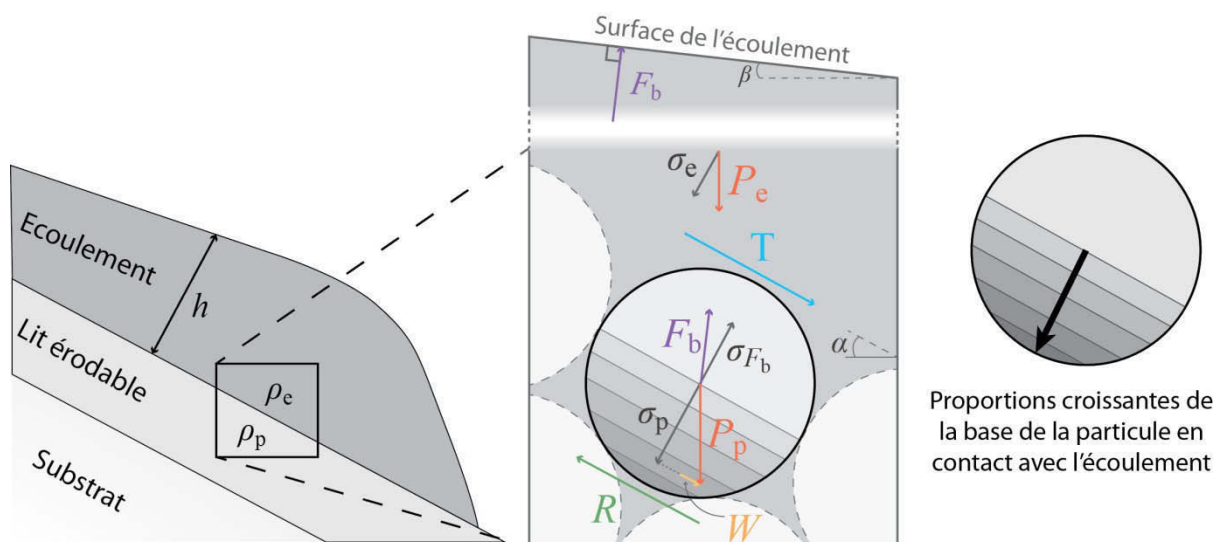


Fig. 1 : Illustration des différentes proportions d'une particule en contact avec l'écoulement, dans le cas où cette dernière serait enfouie dans le sol et où seulement une partie de sa surface basale serait affectée par l'écoulement.

Afin d'aller plus loin dans l'étude des écoulements pyroclastiques érosifs, il serait intéressant de caractériser l'effet de l'effondrement dynamique de la fontaine de lave sur le substratum

(composante « verticale » de l'érosion), par exemple à l'aide d'expériences analogiques. Nos résultats montrent cependant que la composante « horizontale » de l'érosion (i.e. au cours de la mise en place de l'écoulement) est dominante dans le processus global d'érosion. L'impact mécanique horizontal de l'écoulement sur les particules pourrait lui aussi être mieux quantifié à l'avenir, notamment en développant des équations capables de rendre compte 1) des probabilités de collisions entre des clastes contenus dans l'écoulement et les particules de la couche érodable, qui peuvent avoir pour conséquence d'arracher ces dernières de leur substrat et 2) de l'asymétrie du « choc » initial au niveau du front de l'écoulement, qui ne concerne que le côté amont de la particule faisant face à l'écoulement. Il est important de noter que nos modèles pourraient cependant prendre en compte implicitement ces mécanismes naturels bien que ceux-ci n'apparaissent pas de manière explicite dans nos équations. La somme des différents phénomènes naturels complexes intervenant dans les processus d'érosion pourrait en effet être reproduite de manière satisfaisante par la rhéologie macroscopique globale utilisée. L'étude d'écoulements dilués de type déferlante (Komorowski *et al.*, 2013 ; Kelfoun *et al.*, 2014), qui possèdent un comportement différents de ceux des écoulements pyroclastiques denses étudiés ici, semble aussi être une piste prometteuse pour continuer à mieux comprendre la capacité érosive des PDCs dans leur ensemble et son impact sur la définition de l'aléa associé. Des comparaisons plus approfondies avec les coulées de débris et les lahars, où le bulking est aussi un phénomène primordial (ex : Doyle *et al.*, 2011), pourraient aussi être envisagées afin d'avoir une vision globale de l'érosion associée aux écoulements géophysiques.

Enfin, une étude intéressante consisterait à comparer les résultats numériques d'écoulements érosifs à des expériences analogiques d'entraînement du substrat dans différentes configurations. La modélisation numérique des chenaux utilisés pour les expériences, et l'utilisation de grandeurs physiques similaires (taille des particules, densité, etc.) pourraient permettre de définir la loi rhéologique la plus à même de reproduire numériquement les écoulements analogiques, notamment dans le cas d'écoulements fluidisés (ex : Roche *et al.*, 2013a). Une fois cette loi définie, elle pourrait être utilisée sur des topographies naturelles d'édifices volcaniques afin d'évaluer sa capacité à reproduire les écoulements et le patron d'érosion naturel. A l'inverse, des expériences utilisant une topographie plus proche des cas naturels, par exemple un chenal à pente variable, pourraient être utilisées pour explorer l'effet de la pente sur la capacité érosive des écoulements pyroclastiques et valider ou non les modèles numériques proposés dans cette thèse. Ces comparaisons pourraient permettre de connaître les limites et les avantages des deux approches respectives. Des études analogiques pourraient aussi être envisagées pour caractériser le rôle de la nature du substrat, et notamment sa cohésion, sur la capacité érosive des écoulements.

Références bibliographiques

A

- Abdurachman EK, Bourdier JL, 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
- Alidibirov M, Dingwell D (2000) Three fragmentation mechanisms for highly viscous magma under rapid decompression. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 100(1):413-421
- Allen JR (1985) *Principles of physical sedimentology*. Allen & Unwin London, 272 p
- Allen S, Cas R (1998) Rhyolitic fallout and pyroclastic density current deposits from a phreatoplinian eruption in the eastern Aegean Sea, Greece. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 86(1):219-251
- Alvarado GE, Soto GJ (2002) Pyroclastic flow generated by crater-wall collapse and outpouring of the lava pool of Arenal Volcano, Costa Rica. *Bulletin of Volcanology* 63(8):557-568
- Alvarado GE, Soto GJ, Schmincke H-U, Bolge LL, Sumita M (2006) The 1968 andesitic lateral blast eruption at Arenal volcano, Costa Rica. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 157(1–3):9-33
- Anderson T, Flett JS (1903) Report on the Eruptions of the Soufrière, in St. Vincent, in 1902, and on a Visit to Montagne Pelée in Martinique. *Philos. Trans. R. Soc. London* (208), pp. 353-553
- Andreotti B, Forterre Y, Pouliquen O (2012) *Les milieux granulaires: entre fluide et solide*. EDP sciences, 495 p
- Aramaki S (1956) The 1783 activity of Asama volcano, Part 1. *Japan. Jour. Geol. Geog* 27:189-229
- Arellano SR, Hall M, Samaniego P, Le Pennec JL, Ruiz A, Molina I, Yepes H (2008) Degassing patterns of Tungurahua volcano (Ecuador) during the 1999–2006 eruptive period, inferred from remote spectroscopic measurements of SO₂ emissions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 176(1):151-162
- Armanini A, Fraccarollo L, Rosatti G (2009) Two-dimensional simulation of debris flows in erodible channels. *Computers & Geosciences* 35(5):993-1006
- Aspden JA, Litherland M (1992) The geology and Mesozoic collisional history of the Cordillera Real, Ecuador. *Tectonophysics* 205(1–3):187-204
- Auker MR, Sparks RSJ, Siebert L, Croweller HS, Ewert J (2013) A statistical analysis of the global historical volcanic fatalities record. *Journal of Applied Volcanology* 2(1):1-24
-

B

- Bagnold RA (1954) Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 225(1160):49-63
- Barberi F, Coltelli M, Ferrara G, Innocenti F, Navarro JM, Santacroce R (1988) Plio-Quaternary volcanism in Ecuador. *Geological Magazine* 125:1-14
- Barberi F, Cioni R, Rosi M, Santacroce R, Sbrana A, Vecci R (1989) Magmatic and phreatomagmatic phases in explosive eruptions of Vesuvius as deduced by grain-size and component analysis of the pyroclastic deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 38(3–4):287-307
- Bardintzeff J (1984) Merapi volcano (Java, Indonesia) and Merapi-type nuée ardente. *Bulletin volcanologique* 47(3):433-446
- Bardintzeff J-M, Miskovsky J-C, Traineau H, Westercamp D (1989) The recent pumice eruptions of Mt. Pelée volcano, Martinique. Part II: Grain-size studies and modeling of the last Plinian phase P1. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 38(1–2):35-48

- Barnes R (2014) Variogram Tutorial, Golden Software, Inc., 23 p
- Barragan R, Geist D, Hall M, Larson P, Kurz M (1998) Subduction controls on the compositions of lavas from the Ecuadorian Andes. *Earth and Planetary Science Letters* 154(1):153-166
- Baxter PJ, Neri A, Todesco M (1998) Physical modelling and human survival in pyroclastic flows. *Nat Hazards* 17(2):163-176
- Beate B, Monzier M, Spikings R, Cotten J, Silva J, Bourdon E, Eissen J-P (2001) Mio–Pliocene adakite generation related to flat subduction in southern Ecuador: the Quimsacocha volcanic center. *Earth and Planetary Science Letters* 192(4):561-570
- 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
- Benage MC, Dufek J, Degruyter W, Geist D, Harpp K, Rader E (2014) Tying textures of breadcrust bombs to their transport regime and cooling history. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 274:92-107
- Berger A, Herwegh M, Schwarz J-O, Putlitz B (2011) Quantitative analysis of crystal/grain sizes and their distributions in 2D and 3D. *Journal of Structural Geology* 33(12):1751-1763
- Bernard B, Andrade D (2011) Volcanes Cuaternarios del Ecuador Continental. Carte géologique, IRD/IG-EPN
- Bernard J (2011) Cartographie, classification morphologique, distribution de densité et analyses texturales de bombes pyroclastiques issues d'explosions majeures récentes du Stromboli. Rapport M2R, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, 50 p
- Bernard J, Kelfoun K, Le Pennec J-L, Vallejo Vargas S (2014) Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador. *Bulletin of Volcanology* 76(9):1-16
- Bignami C, Ruch J, Chini M, Neri M, Buongiorno MF, Hidayati S, Sayudi DS, Surono (2013) Pyroclastic density current volume estimation after the 2010 Merapi volcano eruption using X-band SAR. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 261: 236-243
- Bingham EC (1922) Fluidity and plasticity.
- Blong RJ (1984) Volcanic hazards. A sourcebook on the effects of eruptions. Academic Press, Sydney:424 p
- Bogoyavlenskaya G, Braitseva O, Melekestsev I, Kiriyanov VY, Dan Miller C (1985) Catastrophic eruptions of the directed-blast type at Mount St. Helens, Bezymianny and Shiveluch volcanoes. *Journal of Geodynamics* 3(3):189-218
- Bonadonna C, Costa A (2012) Estimating the volume of tephra deposits: a new simple strategy. *Geology*:G32769-1
- Bonadonna C, Mayberry GC, Calder ES, Sparks RSJ, Choux C, Jackson P, Lejeune AM, Loughlin SC, Norton GE, Rose WI, Ryan G, Young SR (2002) Tephra fallout in the eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geological Society, London, Memoirs* 21(1):483-516
- Bonadonna C, Connor CB, Houghton B, Connor L, Byrne M, Laing A, Hincks T (2005) Probabilistic modeling of tephra dispersal: Hazard assessment of a multiphase rhyolitic eruption at Tarawera, New Zealand. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012) 110(B3)
- Bottinga Y, Weill DF (1970) Densities of liquid silicate systems calculated from partial molar volumes of oxide components. *American Journal of Science* 269(2):169-182
- Bouchut F, Fernández-Nieto ED, Mangeney A, Lagrée PY (2008) On new erosion models of Savage–Hutter type for avalanches. *Acta Mechanica* 199(1-4):181-208

- 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
- Bourdier JL, Abdurachman E (2001) Decoupling of small-volume pyroclastic flows and related hazards at Merapi volcano, Indonesia. *Bulletin of Volcanology* 63(5):309-325
- Bourdier JL, Boudon G, Gourgaud A (1989) Stratigraphy of the 1902 and 1929 nuée-ardente deposits, Mt. Pelée, Martinique. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 38(1–2):77-96
- Bourdon E, Eissen J-P, Gutscher M-A, Monzier M, Hall ML, Cotten J (2003) Magmatic response to early aseismic ridge subduction: the Ecuadorian margin case (South America). *Earth and Planetary Science Letters* 205(3–4):123-138
- Bowman ET, Take WA, Rait KL, Hann C (2012) Physical models of rock avalanche spreading behaviour with dynamic fragmentation. *Canadian Geotechnical Journal* 49(4):460-476
- Brand BD, Mackaman-Lofland C, Pollock NM, 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
- Branney MJ, 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* 54:504-520
- Branney MJ, Kokelaar BP (2002) Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites. *Geol. Soc. Mem. No. 27*, 143 p
- Brantley SR, Waitt RB (1988) Interrelations among pyroclastic surge, pyroclastic flow, and lahars in Smith Creek valley during first minutes of 18 May 1980 eruption of Mount St. Helens, USA. *Bulletin of Volcanology* 50(5):304-326
- Brivois O, Bonelli S, Borghi R (2007) Soil erosion in the boundary layer flow along a slope: a theoretical study. *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 26(6):707-719
- Bryant JA, Yogodzinski GM, Hall ML, Lewicki JL, Bailey DG (2006) Geochemical Constraints on the Origin of Volcanic Rocks from the Andean Northern Volcanic Zone, Ecuador. *Journal of Petrology* 47(6):1147-1175
- Buesch DC (1992) Incorporation and redistribution of locally derived lithic fragments within a pyroclastic flow. *Geological Society of America Bulletin* 104(9):1193-1207
- Burgisser A, Bergantz GW (2002) Reconciling pyroclastic flow and surge: the multiphase physics of pyroclastic density currents. *Earth and Planetary Science Letters* 202(2):405-418
- Bursik MI, Woods AW (1996) The dynamics and thermodynamics of large ash flows. *Bulletin of Volcanology* 58(2-3):175-193

C

- Cagnoli B, Romano GP (2013) Vertical segregations in flows of angular rock fragments: Experimental simulations of the agitation gradient within dense geophysical flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 265:52-59
- Calder E, Cole P, Dade W, Druitt T, Hoblitt R, Huppert H, Ritchie L, Sparks R, Young S (1999) Mobility of pyroclastic flows and surges at the Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters* 26(5):537-540
- Calder ES, Sparks RSJ, Gardeweg MC (2000) Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 104(1–4):201-235
- Calvache V. ML, Williams SN (1992) Lithic-dominated pyroclastic flows at Galeras volcano, Colombia—An unrecognized volcanic hazard. *Geology* 20(6):539-542

- Campbell CS (1990) Rapid granular flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 22(1):57-90
- Cao Z, Pender G, Wallis S, Carling P (2004) Computational dam-break hydraulics over erodible sediment bed. *Journal of hydraulic engineering* 130(7):689-703
- Capra L, Norini G, Groppelli G, Macías J, Arce J (2008) Volcanic hazard zonation of the Nevado de Toluca volcano, México. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 176(4):469-484
- Carazzo G, Kaminski E, Tait S (2008) On the rise of turbulent plumes: Quantitative effects of variable entrainment for submarine hydrothermal vents, terrestrial and extra terrestrial explosive volcanism. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 113(B9):B09201
- Carey SN (1991) Transport and deposition of tephra by pyroclastic flows and surges. In : FISHER, R. V. & SMITH, G. A. *Sedimentation in Volcanic Settings*, Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Special Publications, 45, 39-57
- Carey S, Sigurdsson H, Mandeville C, Bronto S (1996) Pyroclastic flows and surges over water: an example from the 1883 Krakatau eruption. *Bulletin of Volcanology* 57(7):493-511
- Carey R, Houghton B, Sable J, Wilson C (2007) Contrasting grain size and componentry in complex proximal deposits of the 1886 Tarawera basaltic Plinian eruption. *Bulletin of Volcanology* 69(8):903-926
- Caricchi C, Vona A, Corrado S, Giordano G, Romano C (2014) 79 AD Vesuvius PDC deposits' temperatures inferred from optical analysis on woods charred in-situ in the Villa dei Papiri at Herculaneum (Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 289:14-25
- Carn SA, Krueger AJ, Arellano S, Krotkov NA, Yang K (2008) Daily monitoring of Ecuadorian volcanic degassing from space. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 176(1):141-150
- Cas RA, Wright JV (1987) Volcanic successions, modern and ancient: A geological approach to processes, products, and successions. *Allen & Unwin*, 528 p
- Cas RAF, Wright HMN, Folkes CB, Lesti C, Porreca M, Giordano G, Viramonte JG (2011) The flow dynamics of an extremely large volume pyroclastic flow, the 2.08-Ma Cerro Galán Ignimbrite, NW Argentina, and comparison with other flow types. *Bulletin of Volcanology* 73(10):1583-1609
- Cashman K, Sturtevant B, Papale P, Navon O (2000) Magmatic fragmentation. in: Sigurdsson H (ed), *Encyclopedia of Volcanoes*, Academic Press:421-430
- Cecconi M, Scarapazzi M, Viggiani GB (2010) On the geology and the geotechnical properties of pyroclastic flow deposits of the Colli Albani. *Bull Eng Geol Environ* 69(2):185-206
- Charbonnier SJ, 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
- Charbonnier SJ, Gertisser R (2011) Deposit architecture and dynamics of the 2006 block-and-ash flows of Merapi Volcano, Java, Indonesia. *Sedimentology* 58(6):1573-1612
- Charbonnier SJ, 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
- Charbonnier SJ, Germa A, Connor CB, Gertisser R, Preece K, Komorowski JC, Lavigne F, Dixon T, 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
- Charland A, Lajoie J (1989) Characteristics of pyroclastic deposits at the margin of Fond Canonville, Martinique, and implications for the transport of the 1902 nuées ardentes of Mt. Pelée. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 38(1–2):97-112

- Chédeville C, Roche O (2014) Pyroclastic flows autofluidized by air escape from interstices of rough substrates at various slope angles: experimental insights. In: EGU General Assembly Conference Abstracts. p 344
- Chen H, Crosta G, Lee C (2006) Erosional effects on runout of fast landslides, debris flows. *Geotechnique* 56(5):305-322
- Chiaradia M, Müntener O, Beate B, Fontignie D (2009) Adakite-like volcanism of Ecuador: lower crust magmatic evolution and recycling. *Contrib Mineral Petrol* 158(5):563-588
- 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
- Cioni R, Bertagnini A, Santacroce R, Andronico D (2008) Explosive activity and eruption scenarios at Somma-Vesuvius (Italy): Towards a new classification scheme. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 178(3):331-346
- Clark SP (1966) Handbook of physical constants. Geological society of America
- Cole J, Brown S, Burt R, Beresford S, Wilson C (1998a) Lithic types in ignimbrites as a guide to the evolution of a caldera complex, Taupo volcanic centre, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 80(3):217-237
- Cole PD, Calder ES, Druitt TH, Hoblitt R, Robertson R, Sparks RSJ, Young SR (1998b) 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 PD, Calder ES, Sparks RSJ, Clarke AB, Druitt TH, Young SR, Herd RA, Harford CL, Norton GE (2002) Deposits from dome-collapse and fountain-collapse pyroclastic flows at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. Geological Society, London, *Memoirs* 21:231-262
- Cole PD, Fernandez E, Duarte E, Duncan AM (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
- Collins GS, Melosh HJ (2003) Acoustic fluidization and the extraordinary mobility of sturzstroms. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012) 108(B10)
- Colò L, Ripepe M, Baker DR, Polacci M (2010) Magma vesiculation and infrasonic activity at Stromboli open conduit volcano. *Earth and Planetary Science Letters* 292(3):274-280
- Coney PJ, Evenchick CA (1994) Consolidation of the American Cordilleras. *Journal of South American Earth Sciences* 7(3–4):241-262
- Costa A, Macedonio G, Folch A (2006) A three-dimensional Eulerian model for transport and deposition of volcanic ashes. *Earth and Planetary Science Letters* 241(3):634-647
- Coster M, Chermant J-L (1985) *Précis d'analyse d'images*. Ed. du C.N.R.S., Paris:521 p.
- Cressie N (1990) The origins of kriging. *Mathematical geology* 22(3):239-252
- Cronin SJ, Lube G, Dayudi DS, 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* 261:244-259
- Crosta GB, Chen H, Lee CF (2004) Replay of the 1987 Val Pola Landslide, Italian Alps. *Geomorphology* 60(1–2):127-146
- Crosta GB, Imposimato S, Roddeman D (2009) Numerical modeling of 2-D granular step collapse on erodible and nonerodible surface. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 114(F3):F03020

D

- D’Oriano C, Cioni R, Bertagnini A, Andronico D, Cole P (2011) Dynamics of ash-dominated eruptions at Vesuvius: the post-512 AD AS1a event. *Bulletin of Volcanology* 73(6):699-715
- Da Cruz F, Emam S, Prochnow M, Roux J-N, Chevoir F (2005) Rheophysics of dense granular materials: Discrete simulation of plane shear flows. *Physical Review E* 72(2):021309
- Dade BW, Huppert HE (1998) Long-runout rockfalls. *Geology* 26(9):803-806
- Dade WB, Huppert HE (1996) Emplacement of the Taupo ignimbrite by a dilute turbulent flow. *Nature* 381(6582):509-512
- Darteville S, Rose WI, Stix J, Kelfoun K, Vallance JW (2004) Numerical modeling of geophysical granular flows: 2. Computer simulations of plinian clouds and pyroclastic flows and surges. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 5(8):Q08004
- Davies TR, McSaveney MJ (2009) The role of rock fragmentation in the motion of large landslides. *Engineering Geology* 109(1–2):67-79
- Davies T, McSaveney M, Kelfoun K (2010) Runout of the Socompa volcanic debris avalanche, Chile: a mechanical explanation for low basal shear resistance. *Bulletin of Volcanology* 72(8):933-944
- De Blasio FV (2011) Dynamical stress in force chains of granular media traveling on a bumpy terrain and the fragmentation of rock avalanches. *Acta Mechanica* 221(3-4):375-382
- De Blasio FV, Elverhøi A (2008) A model for frictional melt production beneath large rock avalanches. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* (2003–2012) 113(F2)
- DeHoff RT, Rhines FN (1972) *Microscopie quantitative*. Masson
- Delesse A (1848) *Annales des Mines* 13:378
- Dellino P, La Volpe L (1996) Image processing analysis in reconstructing fragmentation and transportation mechanisms of pyroclastic deposits. The case of Monte Pilato-Rocche Rosse eruptions, Lipari (Aeolian islands, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 71(1):13-29
- Dellino P, Zimanowski B, Büttner R, La Volpe L, Mele D, Sulpizio R (2007) Large-scale experiments on the mechanics of pyroclastic flows: Design, engineering, and first results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112(B4):B04202
- Denlinger RP (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: Solid Earth* (1978–2012) 92(B10):10284-10298
- Denlinger RP, Iverson RM (2004) Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 1. Theory and computation. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 109(F1):F01014
- Diller K, Clarke AB, Voight B, Neri A (2006) Mechanisms of conduit plug formation: Implications for vulcanian explosions. *Geophysical Research Letters* 33(20):L20302
- Dobran F, Neri A, Macedonio G (1993) Numerical simulation of collapsing volcanic columns. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012) 98(B3):4231-4259
- Dobran F, Neri A, Todesco M (1994) Assessing the pyroclastic flow hazard at Vesuvius. *Nature* 367(6463):551-554
- Douady S, Andreotti B, Daerr A, Cladé P (2002) From a grain to avalanches : on the physics of granular surface flows. *C. R. Physique* 3:177-186
- Douillet G, Tsang-Hin-Sun È, Kueppers U, Letort J, Pacheco D, Goldstein F, Aulock F, Lavallée Y, Hanson J, Bustillos J, Robin C, Ramón P, Hall M, Dingwell D (2013a) Sedimentology and geomorphology of the deposits from the August 2006 pyroclastic density currents at Tungurahua volcano, Ecuador. *Bulletin of Volcanology* 75(11):1-21

- Douillet GA, Pacheco DA, Kueppers U, Letort J, Tsang-Hin-Sun È, Bustillos J, Hall M, Ramón P, Dingwell DB (2013b) Dune bedforms produced by dilute pyroclastic density currents from the August 2006 eruption of Tungurahua volcano, Ecuador. *Bulletin of Volcanology* 75(11):1-20
- Doyle EE, Hogg AJ, Mader HM, Sparks RSJ (2008) Modeling dense pyroclastic basal flows from collapsing columns. *Geophysical Research Letters* 35(4):L04305
- Doyle EE, Cronin SJ, Thouret JC (2011a) Defining conditions for bulking and debulking in lahars. *Geological Society of America Bulletin* 123(7-8):1234-1246
- Doyle EE, Hogg AJ, Mader HM (2011b) A two-layer approach to modelling the transformation of dilute pyroclastic currents into dense pyroclastic flows. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science* 467(2129):1348-1371
- Druitt TH (1998) Pyroclastic density currents. Geological Society, London, Special Publications 145(1):145-182
- Druitt TH (1992) Emplacement of the 18 May 1980 lateral blast deposit ENE of Mount St. Helens, Washington *Bulletin of Volcanology* 54:554-572
- Druitt T, Young S, Baptie B, Bonadonna C, Calder E, Clarke A, Cole P, Harford C, Herd R, Luckett R (2002) Episodes of cyclic Vulcanian explosive activity with fountain collapse at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *MEMOIRS-GEOLOGICAL SOCIETY OF LONDON* 21:281-306
- 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(2):L02604
- Druitt T, Avarð 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
- Dufek J, Manga M (2008) In situ production of ash in pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 113(B9):B09207
- Duncan AM, Cole PD, Guest JE, Chester DK (1996) Transport and emplacement mechanisms of mass-flow deposits on Monte Vulture volcano, Basilicata, southern Italy. Geological Society, London, Special Publications 110(1):237-247

E

- Egashira S, Honda N, Itoh T (2001) Experimental study on the entrainment of bed material into debris flow. *Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial & Planetary Science* 26(9):645-650
- Escher B (1933) On the character of the Merapi eruption in Central Java. *Leidsche Geol. Meded* 6(1):51-58
- Escobar-Wolf RP, Diehl JF, Singer BS, Rose WI (2010) $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ and paleomagnetic constraints on the evolution of Volcan de Santa Maria, Guatemala. *Geological Society of America Bulletin* 122(5-6):757-771
- Esposti Ongaro T, Neri A, Todesco M, Macedonio G (2002) Pyroclastic flow hazard assessment at Vesuvius (Italy) by using numerical modeling. II. Analysis of flow variables. *Bulletin of Volcanology*, 64(3): 178-191.
- Esposti Ongaro T, Cavazzoni C, Erbacci G, Neri A, Salvetti MV (2007) A parallel multiphase flow code for the 3D simulation of explosive volcanic eruptions. *Parallel Computing* 33(7-8):541-560
- Estep J, Dufek J (2012) Substrate effects from force chain dynamics in dense granular flows. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* (2003-2012) 117(F1)
- Eychenne J (2012) Budgets éruptifs et origine des paroxysmes explosifs andésitiques en système ouvert : l'éruption d'août 2006 du Tungurahua en Equateur. Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Fd II, 251 p
- Eychenne J, Le Pennec J-L (2012) Sigmoidal particle density distribution in a subplinian scoria fall deposit. *Bulletin of Volcanology* 74(10):2243-2249

- Eychenne J, Le Pennec J-L, Troncoso L, Gouhier M, Nedelec J-M (2012) Causes and consequences of bimodal grain-size distribution of tephra fall deposited during the August 2006 Tungurahua eruption (Ecuador). *Bulletin of Volcanology* 74(1):187-205
- Eychenne J, Le Pennec J-L, Ramón P, Yepes H (2013) Dynamics of explosive paroxysms at open-vent andesitic systems: High-resolution mass distribution analyses of the 2006 Tungurahua fall deposit (Ecuador). *Earth and Planetary Science Letters* 361:343-355
-

F

- Fagherazzi S, Sun T (2003) Numerical simulations of transportational cyclic steps. *Computers & Geosciences* 29(9):1143-1154
- 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* 119:504-532
- Fee D, Garces M, Steffke A (2010) Infrasound from Tungurahua Volcano 2006–2008: Strombolian to Plinian eruptive activity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 193(1–2):67-81
- 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
- Fernlund JM, Zimmerman RW, Kragic D (2007) Influence of volume/mass on grain-size curves and conversion of image-analysis size to sieve size. *Engineering Geology* 90(3):124-137
- Ferrucci M, Pertusati S, Sulpizio R, Zanchetta G, Pareschi MT, Santacroce R (2005) Volcaniclastic debris flows at La Fossa Volcano (Vulcano Island, southern Italy): Insights for erosion behaviour of loose pyroclastic material on steep slopes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 145(3–4):173-191
- Fisher RV (1966a) Mechanism of deposition from pyroclastic flows. *American Journal of Science* 264(5):350-363
- Fisher RV (1966b) Rocks composed of volcanic fragments and their classification. *Earth-Science Reviews* 1(4):287-298
- Fisher RV (1977) Erosion by volcanic base-surge density currents: U-shaped channels. *Geological Society of America Bulletin* 88:1287-1297
- Fisher RV (1979) Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 6(3–4):305-318
- Fisher RV (1990) Transport and deposition of a pyroclastic surge across an area of high relief: the 18 May 1980 eruption of Mount St. Helens, Washington. *Geological Society of America Bulletin* 102(8):1038-1054
- Fisher RV (1995) Decoupling of pyroclastic currents: hazards assessments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 66(1–4):257-263
- Fisher RV, Heiken G (1982) Mt. Pelée, Martinique: May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 13(3):339-371
- Fisher RV, Schmincke H-U (1984) *Pyroclastic rocks*. Springer-Verlag Berlin
- Fisher RV, Orsi G, Ort M, Heiken G (1993) Mobility of a large-volume pyroclastic flow — emplacement of the Campanian ignimbrite, Italy. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 56(3):205-220
- Folk RL, Ward WC (1957) Brazos River bar: a study in the significance of grain size parameters. *Journal of Sedimentary Research* 27(1)
- Forterre Y, Pouliquen O (2008) Flows of Dense Granular Media. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 40:1-24
- Fraccarollo L, Capart H (2002) Riemann wave description of erosional dam-break flows. *Journal of Fluid Mechanics* 461:183-228

- Francis P, Roobol M, Walker G, Cobbold P, Coward M (1974) The San Pedro and San Pablo volcanoes of northern Chile and their hot avalanche deposits. *Geologische Rundschau* 63(1):357-388
- Freundt A, Schmincke H-U (1985) Lithic-enriched segregation bodies in pyroclastic flow deposits of Laacher See Volcano (East Eifel, Germany). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 25(3-4):193-224
- Frey HM, Lange RA, Hall CM, Delgado-Granados H (2004) Magma eruption rates constrained by $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ chronology and GIS for the Ceboruco-San Pedro volcanic field, western Mexico. *Geological Society of America Bulletin* 116(3):259
- 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

G

- GDR-MiDi (2004) On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E* 14:341-365
- Giachetti T, Druitt T, Burgisser A, Arbaret L, Galven C (2010) Bubble nucleation, growth and coalescence during the 1997 Vulcanian explosions of Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 193(3):215-231
- Gingold RA, Monaghan JJ (1977) Smoothed particle hydrodynamics-theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society* 181:375-389
- Giordano G (1998) The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: the WTT Cupa (Roccamonfina volcano, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 87(1-4):255-273
- Giordano G, Dobran F (1994) Computer simulations of the Tuscolano Artemisio's second pyroclastic flow unit (Alban Hills, Latium, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 61(1):69-94
- Giordano D, Nichols A, Dingwell D (2005) Glass transition temperatures of natural hydrous melts: a relationship with shear viscosity and implications for the welding process. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 142(1):105-118
- Giordano D, Russell JK, Dingwell DB (2008) Viscosity of magmatic liquids: a model. *Earth and Planetary Science Letters* 271(1):123-134
- Gladstone C, Phillips JC, Sparks RSJ (1998) Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents: propagation and sediment deposition. *Sedimentology* 45(5):833-843
- Goren L, Aharonov E (2007) Long runout landslides: The role of frictional heating and hydraulic diffusivity. *Geophysical Research Letters* 34(7)
- Gottsmann J, Giordano D, Dingwell DB (2002) Predicting shear viscosity during volcanic processes at the glass transition: a calorimetric calibration. *Earth and Planetary Science Letters* 198(3):417-427
- Gray J (2001) Granular flow in partially filled slowly rotating drums. *Journal of Fluid Mechanics* 441(4):1-29
- Gray J, Tai Y-C, Noelle S (2003) Shock waves, dead zones and particle-free regions in rapid granular free-surface flows. *Journal of Fluid Mechanics* 491:161-181
- Guillard F, Forterre Y, Pouliquen O (2013) Depth-Independent Drag Force Induced by Stirring in Granular Media. *Physical Review Letters* 110(13):138303
- Guillier B, Chatelain JL, Jaillard E, Yepes H, Poupinet G, Fels JF (2001) Seismological evidence on the geometry of the Orogenic System in central-northern Ecuador (South America). *Geophysical Research Letters* 28(19):3749-3752

- Gurioli L, Cioni R, Sbrana A, Zanella E (2002) Transport and deposition of pyroclastic density currents over an inhabited area: the deposits of the AD 79 eruption of Vesuvius at Herculaneum, Italy. *Sedimentology* 49(5):929-953
- Gurioli L, Sulpizio R, Cioni R, Sbrana A, Santacroce R, Luperini W, Andronico D (2010) Pyroclastic flow hazard assessment at Somma–Vesuvius based on the geological record. *Bulletin of Volcanology* 72(9):1021-1038
- Gurioli L, Zanella E, Gioncada A, Sbrana A (2012) The historic magmatic-hydrothermal eruption of the Breccia di Commenda, Vulcano, Italy. *Bulletin of Volcanology* 74(5):1235-1254
- Gurioli L, Harris AJL, Colò L, Bernard J, Favalli M, Ripepe M, Andronico D (2013) Classification, landing distribution, and associated flight parameters for a bomb field emplaced during a single major explosion at Stromboli, Italy. *Geology* 41(5):559-562
- Gutscher MA, Malavieille J, Lallemand S, Collot JY (1999) Tectonic segmentation of the North Andean margin: impact of the Carnegie Ridge collision. *Earth and Planetary Science Letters* 168(3–4):255-270
- Gutscher M-A, Spakman W, Bijwaard H, Engdahl ER (2000) Geodynamics of flat subduction: Seismicity and tomographic constraints from the Andean margin. *Tectonics* 19(5):814-833

H

- Hales TC (2005) A proof of the Kepler conjecture. *Annals of mathematics*:1065-1185
- Hall M, Vera R (1985) La actividad volcánica del volcán Tungurahua: sus peligros y sus riesgos volcánicos. *Revista Politécnica*, Quito
- Hall ML, Robin C, Bernardo B, Mothes P, Monzier M (1999) Tungurahua Volcano, Ecuador: structure, eruptive history and hazards. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 91:1-21
- Hall ML, Samaniego P, Le Pennec JL, Johnson JB (2008) Ecuadorian Andes volcanism: A review of Late Pliocene to present activity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 176(1):1-6
- Hall ML, Steele AL, Mothes PA, Ruiz MC (2013) Pyroclastic density currents (PDC) of the 16-17 August 2006 eruptions of Tungurahua volcano, Ecuador: Geophysical registry and characteristics. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 265:78-93
- Hay RL (1959) Formation of the crystal-rich glowing avalanche deposits of St. Vincent, BWI. *The Journal of Geology*:540-562
- Hayashi JN, Self S (1992) A comparison of pyroclastic flow and debris avalanche mobility. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 97(B6):9063-9071
- Heinrich P, Boudon G, Komorowski JC, Sparks RSJ, Herd R, Voight B (2001) Numerical simulation of the December 1997 Debris Avalanche in Montserrat, Lesser Antilles. *Geophysical Research Letters* 28(13):2529-2532
- Hérault A, Bilotta G, Vicari A, Rustico E, Del Negro C (2011) Numerical simulation of lava flow using a GPU SPH model. *Annals of Geophysics* 54(5)
- Hildreth W, Lanphere MA (1994) Potassium-argon geochronology of a basalt-andesite-dacite arc system: The Mount Adams volcanic field, Cascade Range of southern Washington. *Geological Society of America Bulletin* 106:1413-1429
- Hildreth W, Lanphere MA, Fierstein J (2003) Geochronology and eruptive history of the Katmai volcanic cluster, Alaska Peninsula. *Earth and Planetary Science Letters* 214(1-2):93-114
- Hoblitt RP (1986) Observations of the eruptions of July 22 and August 7, 1980, at Mount St. Helens, Washington. USGS, Professional Paper 1335:1-44
- Hoetzlein RC (2014) Fluids v3.0, open source, SPH fluid simulator. URL: <http://www.rchoetzlein.com/fluids3/>

- Hora JM, Singer BS, Worner G (2007) Volcano evolution and eruptive flux on the thick crust of the Andean Central Volcanic Zone: $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ constraints from Volcan Parinacota, Chile. *Geological Society of America Bulletin* 119(3-4):343-362
- Horwell CJ, Baxter PJ (2006) The respiratory health hazards of volcanic ash: a review for volcanic risk mitigation. *Bulletin of Volcanology* 69(1):1-24
- Horwell CJ, Braña LP, Sparks RSJ, Murphy MD, Hards VL (2001) A geochemical investigation of fragmentation and physical fractionation in pyroclastic flows from the Soufrière Hills volcano, Montserrat. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 109(4):247-262
- Houghton B, Wilson C (1989) A vesicularity index for pyroclastic deposits. *Bulletin of Volcanology* 51(6):451-462
- Hsu L, Dietrich WE, Sklar LS (2008) Experimental study of bedrock erosion by granular flows - corrected. *Journal of Geophysical Research* 113(F02001)
- Huang Y, Dai Z (2014) Large deformation and failure simulations for geo-disasters using smoothed particle hydrodynamics method. *Engineering Geology* 168:86-97
- Hungr O, Evans SG (2004) Entrainment of debris in rock avalanches: An analysis of a long run-out mechanism. *Geological Society of America Bulletin* 116(9-10):1240-1252
- Hungr O, McDougall S (2009) Two numerical models for landslide dynamic analysis. *Computers & Geosciences* 35(5):978-992
- Hungr O, McDougall S, Bovis M (2005) Entrainment of material by debris flows. In: In: Jakob, M., Hungr, O., and Jakob, D. M. (eds) *Debris-flow Hazards and Related Phenomena*. Springer Berlin Heidelberg, pp 135-158
- Huppert HE, Simpson JE (1980) The slumping of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 99(04):785-799
- Huppert HE, Turner JS, Carey SN, Stephen R, Sparks J, Hallworth MA (1986) A laboratory simulation of pyroclastic flows down slopes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 30(3):179-199

I

- Inman DL (1952) Measures for describing the size distribution of sediments. *Journal of Sedimentary Research* 22(3)
- Iordanoff I, Khonsari M (2004) Granular lubrication: toward an understanding of the transition between kinetic and quasi-fluid regime. *Journal of tribology* 126(1):137-145
- Itoh H, Takahama J, Takahashi M, Miyamoto K (2000) Hazard estimation of the possible pyroclastic flow disasters using numerical simulation related to the 1994 activity at Merapi Volcano. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 100(1-4):503-516
- Iverson RM (1997) The physics of debris flows. *Reviews of geophysics* 35(3):245-296
- Iverson RM (2012) Elementary theory of bed-sediment entrainment by debris flows and avalanches. *Journal of Geophysical Research* 117(F3)
- Iverson RM, Denlinger RP (2001) Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 106(B1):537-552
- Iverson RM, Vallance JW (2001) New views of granular mass flows. *Geology* 29(2):115-118
- Iverson RM, Logan M, Denlinger RP (2004) Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 2. Experimental tests. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 109(F1):F01015
- Iverson RM, Reid ME, Logan M, LaHusen RG, Godt JW, Griswold JP (2011) Positive feedback and momentum growth during debris-flow entrainment of wet bed sediment. *Nature Geoscience* 4(2):116-121

J

- Jaya D (2004) El colapso del volcan Tungurahua en el Holoceno superior: analisis de estabilidad y dinamos explosivos asociados. In: Tesis de grado, Escuela Politecnica Nacional, Quito.
- Jenkins S, Komorowski J-C, Baxter P, Spence R, Picquout A, Lavigne F (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.
- Jicha BR, Singer BS (2006) Volcanic history and magmatic evolution of Seguam Island, Aleutian Island arc, Alaska. *Geological Society of America Bulletin* 118(7-8):805-822
- Johanson K, Eckert C, Ghose D, Djomlija M, Hubert M (2005) Quantitative measurement of particle segregation mechanisms. *Powder technology* 159(1):1-12
- Jop P, Forterre Y, Pouliquen O (2006) A constitutive law for dense granular flows. *Nature* 441(7094):727-730
- Journel AG, Huijbregts CJ (1978) *Mining geostatistics*. Academic press,
- Julien PY (2010) *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press,
- Jutzeler M, Proussevitch AA, Allen SR (2012) Grain-size distribution of volcanoclastic rocks 1: A new technique based on functional stereology. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 239-240:1-11
-

K

- Kaminski E, Jaupart C (1998) The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 103(B12):29759-29779
- Karátson D, Sztanó O, Telbisz T (2002) Preferred Clast Orientation in Volcanoclastic Mass-Flow Deposits: Application of a New Photo-Statistical Method. *Journal of Sedimentary Research* 72(6):823-835
- Kelfoun K (1999) Processus de Croissance et de Déstabilisation des Dômes de Lave du Volcan Merapi (Java Centrale, Indonésie) Modélisations numériques des dômes, dynamique des écoulements pyroclastiques associés et surveillance par stéréo-photogrammétrie. In: Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, 261 p
- 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(B8)
- Kelfoun K (2012) Mise en place des écoulements granulaires volcaniques: Apport du couplage terrain / modélisation numérique. HDR - Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, 322 p
- Kelfoun K, Druitt TH (2005) Numerical modeling of the emplacement of Socompa rock avalanche, Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110(B12):B12202
- 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):379-393
- 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
- Kelfoun K, Komorowski JC, Aisyah N, Sumarti S, Choliq N (2014) A two-fluid model for block-and-ash flows and ash cloud surge confronted with the 2010 eruption of Merapi volcano (Indonesia). In: *Cities on Volcanoes 8*. Yogyakarta (Indonésie), 9-13 Sept. 2014, Abstract 187, Oral
- Kellerhals R, Bray DI (1971) Sampling procedures for coarse fluvial sediments. *Journal of the Hydraulics Division* 97(8):1165-1180

- Kieffer SW, Sturtevant B (1988) Erosional furrows formed during the lateral blast at Mount St. Helens, May 18, 1980. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012) 93(B12):14793-14816
- Komorowski J-C, Legendre Y, Caron B, Boudon G (2008) Reconstruction and analysis of sub-plinian tephra dispersal during the 1530 AD Soufriere (Guadeloupe) eruption: implications for scenario definition and hazards assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 178(3):491-515
- Komorowski JC, Legendre Y, Christopher T, Bernstein M, Stewart R, Joseph E, Fournier N, Chardot L, Finizola A, Wadge G (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(19)
- Komorowski J-C, Jenkins S, Baxter PJ, Picquout A, Lavigne F, Charbonnier S, Gertisser R, Preece K, Cholik N, Budi-Santoso A, 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* 261:260-294
- Kover TP (1995) Application of a digital terrain model for the modeling of volcanic flows: a tool for volcanic hazard determination. In: State University of New York at Buffalo,
- Krige D (1951) A Statistical Approach to Some Mine Valuation and Allied Problems on the Witwatersrand: By DG Krige. In: University of the Witwatersrand,
- Krumbein WC (1938) Size frequency distributions of sediments and the normal phi curve. *Journal of Sedimentary Research* 8(3):84-90
- Kueppers U, Perugini D, Dingwell DB (2006) “Explosive energy” during volcanic eruptions from fractal analysis of pyroclasts. *Earth and Planetary Science Letters* 248(3–4):800-807
- Kueppers U, Putz C, Spieler O, Dingwell DB (2012) Abrasion in pyroclastic density currents: Insights from tumbling experiments. *Physics and Chemistry of the Earth* 45–46:33-39

L

- LaBerge RD, Giordano G, Cas RAF, Ailleres L (2006) Syn-depositional substrate deformation produced by the shear force of a pyroclastic density current: An example from the Pleistocene ignimbrite at Monte Cimino, northern Lazio, Italy. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 158(3–4):307-320
- Lacroix A (1904) *La montagne Pelée et ses éruptions* (in French). Masson et Cie, Paris
- Lahitte P, Samper A, Quidelleur X (2012) DEM-based reconstruction of southern Basse-Terre volcanoes (Guadeloupe archipelago, FWI): Contribution to the Lesser Antilles Arc construction rates and magma production. *Geomorphology* 136(1):148-164
- Lantuéjoul C (2008) *Morphologie mathématique, géostatistique et stéréologie : contributions à l'élaboration de modèles*. HDR - Paris Sud, Faculté des Sciences d'Orsay, 33 p
- Launeau P (2004) Mise en évidence des écoulements magmatiques par analyse d'images 2-D des distributions 3-D d'orientations Préférentielles de Formes. *Bull. Soc. Géol. France* 175:331-350
- Launeau P, Robin P-YF (1996) Fabric analysis using the intercept method. *Tectonophysics* 267(1):91-119
- Lautze NC, Houghton BF (2005) Physical mingling of magma and complex eruption dynamics in the shallow conduit at Stromboli volcano, Italy. *Geology* 33(5):425-428
- Le Friant A, Boudon G, Komorowski J-C, Heinrich P, Semet MP (2006) Potential flank-collapse of Soufrière volcano, Guadeloupe, Lesser Antilles? Numerical simulation and hazards. *Nat Hazards* 39(3):381-393
- Lê L, Pitman EB (2009) A model for granular flows over an erodible surface. *Siam journal on applied mathematics* 70(5):1407-1427

- Le Pennec J-L, Bourdier J-L, Froger J-L, Temel A, Camus G, Gourgaud A (1994) Neogene ignimbrites of the Nevsehir plateau (central Turkey): stratigraphy, distribution and source constraints. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 63(1):59-87
- Le Pennec J-L, Hall M, Robin C, Bartomioli E (2006) Tungurahua volcano-Late Holocene activity. *Field Guide. IAVCEI. In: Fourth International Conference "Cities on Volcanoes"*, Quito, Ecuador.
- Le Pennec J-L, Jaya D, Samaniego P, Ramón P, Moreno Yáñez S, Egred J, van der Plicht J (2008) The AD 1300–1700 eruptive periods at Tungurahua volcano, Ecuador, revealed by historical narratives, stratigraphy and radiocarbon dating. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 176(1):70-81
- Le Pennec J-L, Ruiz GA, Ramón P, Palacios E, Mothes P, Yepes H (2012) Impact of tephra falls on Andean communities: The influences of eruption size and weather conditions during the 1999–2001 activity of Tungurahua volcano, Ecuador. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 217-218:91-103
- Le Pennec J-L, de Saulieu G, Samaniego P, Jaya D, Gailler L (2013) A devastating Plinian eruption at Tungurahua volcano reveals formative occupation at ~ 1100 cal BC in central Ecuador. *Radiocarbon* 55(3–4)
- Le Pennec J-L, Leibrant S, Bernard J, Eychenne J, Jordan S, Narvaez D (2014) APASH: The apparent 2D-projected shape of ash particles as a tool for characterizing and monitoring the eruptive style of active volcanoes. In: *Cities on Volcanoes 8*. Yogyakarta (Indonésie), 9-13 Sept. 2014, Abstract 173, Oral
- Le Roux J (2003) Can Dispersive Pressure Cause Inverse Grading in Grain Flows?: Discussion. *Journal of Sedimentary Research* 73(2):333-334
- Legros F (2002) The mobility of long-runout landslides. *Engineering Geology* 63(3–4):301-331
- Leibrant S, Le Pennec JL (2014) Fast and routine analyses of volcanic ash morphogranulometry helps monitoring of the eruptive styles at Tungurahua volcano, Ecuador. In: *Cities on Volcanoes 8*. Yogyakarta (Indonésie), 9-13 Sept. 2014, Abstract 51, Oral
- Linares-Guerrero E, Goujon C, Zenit R (2007) Increased mobility of bidisperse granular avalanches. *Journal of Fluid Mechanics* 593:475-504
- Lipman PW (1967) Mineral and chemical variations within an ash-flow sheet from Aso caldera, southwestern Japan. *Contrib Mineral Petrol* 16(4):300-327
- Lipman PW (1997) Subsidence of ash-flow calderas: relation to caldera size and magma-chamber geometry. *Bulletin of Volcanology* 59(3):198-218
- Litherland M, Egüez A (1993) Mapa geológico de la Republica del Ecuador, 1/1,000,000. British Geological Survey (Keyworth, Nottingham) y CODIGEM (Quito, Ecuador), Quito
- Liu J, Nakatani K, Mizuyama T (2013) Effect assessment of debris flow mitigation works based on numerical simulation by using Kanako 2D. *Landslides*:1-13
- Loughlin S, Calder E, Clarke A, Cole P, Luckett R, Mangan M, Pyle D, Sparks R, Voight B, Watts R (2002) Pyroclastic flows and surges generated by the 25 June 1997 dome collapse, Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *MEMOIRS-GEOLOGICAL SOCIETY OF LONDON* 21:191-210
- Lube G, Cronin SJ, Platz T, Freundt A, Procter JN, Henderson C, Sheridan MF (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
- Lucy LB (1977) A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *The astronomical journal* 82:1013-1024

M

Macdonald GA (1972) *Volcanoes*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall

- Macías JL, Espíndola JM, Bursik M, Sheridan M (1998) Development of lithic-breccias in the 1982 pyroclastic flow deposits of El Chichon volcano, Mexico. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 83(3):173-196
- Macías JL, Capra L, Arce JL, Espíndola JM, García-Palomo A, Sheridan MF (2008) Hazard map of El Chichón volcano, Chiapas, México: Constraints posed by eruptive history and computer simulations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 175(4):444-458
- Magnette C (2014) Liens entre morphologie des particules et mécanisme de transport : Retombées de cendres vs. Ecoulements pyroclastiques du volcan Tungurahua, Equateur. Rapport de Travail Encadré de Recherche (TER), UBP, Laboratoire Magmas et Volcans, 26 p
- Malin MC, Sheridan MF (1982) Computer-assisted mapping of pyroclastic surges. *Science* 217(4560):637-640
- Manchuel K, Régnier M, Béthoux N, Font Y, Sallarès V, Díaz J, Yepes H (2011) New insights on the interseismic active deformation along the North Ecuadorian–South Colombian (NESC) margin. *Tectonics* 30(4):TC4003
- Mandelbrot BB (1982) *The fractal geometry of nature*. W.H. Freeman and Company, New York
- Mandeville CW, Carey S, Sigurdsson H, King J (1994) Paleomagnetic evidence for high-temperature emplacement of the 1883 subaqueous pyroclastic flows from Krakatau Volcano, Indonesia. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 99(B5):9487-9504
- Mandeville CW, Carey S, Sigurdsson H (1996) Sedimentology of the Krakatau 1883 submarine pyroclastic deposits. *Bulletin of Volcanology* 57(7):512-529
- Manga M, Patel A, Dufek J (2011) Rounding of pumice clasts during transport: field measurements and laboratory studies. *Bulletin of Volcanology* 73(3):321-333
- Mangeny A (2011) Geomorphology: Landslide boost from entrainment. *Nature Geoscience* 4(2):77-78
- Mangeny A, Bouchut F, Thomas N, Vilotte JP, Bristeau MO (2007a) Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee-channel deposits. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 112(F2):F02017
- Mangeny A, Tsimring LS, Volfson D, Aranson IS, Bouchut F (2007b) Avalanche mobility induced by the presence of an erodible bed and associated entrainment. *Geophysical Research Letters* 34(22):L22401
- Mangeny A, Roche O, Hungr O, Mangold N, Faccononi G, Lucas A (2010) Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *J. Geophys. Res.* 115(F3):F03040
- Martin H, Moyen J-F, Guitreau M, Blichert-Toft J, Le Pennec J-L (2014) Why Archaean TTG cannot be generated by MORB melting in subduction zones. *Lithos* 198:1-13
- Martínez A (1886) Rapport dans le journal "La Nación". 17 mars 1886, Guayaquil
- Martínez AN (1903) El Tungurahua, contribuciones para su conocimiento geológico. *Anales de la Universidad Central* 132, T. XIX, yr 20, Quito
- Martínez N (1932) Las grandes erupciones del Tungurahua de los años 1916–1918. Publication de l'Observatoire de Quito, section de géophysique. Imprenta Nacional, Quito, 90 p
- Mason BG, Pyle DM, Oppenheimer C (2004) The size and frequency of the largest explosive eruptions on Earth. *Bulletin of Volcanology* 66(8):735-748
- Matheron G (1963) Principles of geostatistics. *Economic geology* 58(8):1246-1266
- McCoy SW, Kean JW, Coe JA, Tucker GE, Staley DM, Wasklewicz TA (2012) Sediment entrainment by debris flows: In situ measurements from the headwaters of a steep catchment. *Journal of Geophysical Research* 117(F3)
- McDougall S, Hungr O (2005) Dynamic modelling of entrainment in rapid landslides. *Canadian Geotechnical Journal* 42(5):1437-1448

- McGimsey RG, Neal C, Riley CM (2001) Areal distribution, thickness, mass, volume, and grain size of tephra-fall deposits from the 1992 eruptions of Crater Peak vent, Mt. Spurr Volcano, Alaska. US Geological Survey, Alaska Volcano Observatory
- McQuarrie N, Horton BK, Zandt G, Beck S, DeCelles PG (2005) Lithospheric evolution of the Andean fold–thrust belt, Bolivia, and the origin of the central Andean plateau. *Tectonophysics* 399(1–4):15-37
- Medina V, Hürlimann M, Bateman A (2008) Application of FLATModel, a 2D finite volume code, to debris flows in the northeastern part of the Iberian Peninsula. *Landslides* 5(1):127-142
- Mellors RA, Waitt RB, Swanson DA (1988) Generation of pyroclastic flows and surges by hot-rock avalanches from the dome of Mount St. Helens volcano, USA. *Bulletin of Volcanology* 50(1):14-25
- Miller TP, Smith RL (1977) Spectacular mobility of ash flows around Aniakchak and Fisher calderas, Alaska. *Geology* 5(3):173-176
- Mitani NK, Matuttis H-G, Kadono T (2004) Density and size segregation in deposits of pyroclastic flow. *Geophysical Research Letters* 31(15):L15606
- Miyabuchi Y (1999) Deposits associated with the 1990–1995 eruption of Unzen volcano, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 89(1–4):139-158
- Molina IC, Ruiz MC (2004a) Precursores de la actividad sísmica en el Volcan Tungurahua. In: *Investigaciones en Geociencias, coedición IRD / IG-EPN / Corporación Editora Nacional, Quito, 1: pp 128-136*
- Molina IC, Ruiz MC (2004b) Estudio temporal de las frecuencias del temblor volcánico del Tungurahua. In: *Investigaciones en Geociencias, coedición IRD / IG-EPN / Corporación Editora Nacional, Quito, 1: pp 137-143*
- Molina I, Kumagai H, Le Pennec J-L, Hall M (2005) Three-dimensional P-wave velocity structure of Tungurahua Volcano, Ecuador. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 147(1-2):144-156
- Moreno Chávez G, Sarocchi D, Arce Santana E, Borselli L, Rodríguez-Sedano LA (2014) Using Kinect to analyze pebble to block-sized clasts in sedimentology. *Computers & Geosciences* 72:18-32
- Mundula F, D'Oriano C, Cioni R, Bertagnini A, Casu M (2014) Ash production within a pyroclastic flow: grain-size variations due to mechanical grinding. *Rittman conference, third edition. 29-31 October 2014, Catania (Italy)*
- Murai I (1961) 7. A Study of the Textural Characteristics of Pyroclastic Flow Deposits in Japan. *Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo University* 39:133–254
- Murcia HF, Sheridan MF, Macías JL, Cortés GP (2010) TITAN2D simulations of pyroclastic flows at Cerro Machín Volcano, Colombia: Hazard implications. *Journal of South American Earth Sciences* 29(2):161-170
- Murillo J, García-Navarro P (2010) An Exner-based coupled model for two-dimensional transient flow over erodible bed. *Journal of Computational Physics* 229(23):8704-8732

N

- Naaïm M, Faug T, Naaïm-Bouvet F (2003) Dry granular flow modelling including erosion and deposition. *Survey in Geophysics* 24:569-585
- Nairn IA, Self S (1978) Explosive eruptions and pyroclastic avalanches from Ngauruhoe in February 1975. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 3(1–2):39-60
- Neri A, Dobran F (1994) Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 99(B6):11833-11857

- 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
- Neri A, Esposti Ongaro T, Menconi G, De'Michieli Vitturi M, Cavazzoni C, Erbacci G, Baxter PJ (2007) 4D simulation of explosive eruption dynamics at Vesuvius. *Geophysical Research Letters* 34(4):L04309
- Neri A, Aspinall W, Cioni R, Bertagnini A, Baxter P, Zuccaro G, Andronico D, Barsotti S, Cole P, Esposti Ongaro T (2008) Developing an event tree for probabilistic hazard and risk assessment at Vesuvius. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 178(3):397-415
- Newhall CG, Self S (1982) The Volcanic Explosivity Index (VEI) an estimate of explosive magnitude for historical volcanism. *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)* 87(C2):1231-1238
- Nocquet JM, Villegas-Lanza JC, Chlieh M, Mothes PA, Rolandone F, Jarrin P, Cisneros D, Alvarado A, Audin L, Bondoux F, Martin X, Font Y, Regnier M, Vallee M, Tran T, Beauval C, Maguina Mendoza JM, Martinez W, Tavera H, Yepes H (2014) Motion of continental slivers and creeping subduction in the northern Andes. *Nature Geosci* 7(4):287-291
- Noguchi S, Toramaru A, Shimano T (2006) Crystallization of microlites and degassing during magma ascent: Constraints on the fluid mechanical behavior of magma during the Tenjo Eruption on Kozu Island, Japan. *Bulletin of Volcanology* 68(5):432-449
- Norabuena E, Leffler-Griffin L, Mao A, Dixon T, Stein S, Sacks IS, Ocola L, Ellis M (1998) Space Geodetic Observations of Nazca-South America Convergence Across the Central Andes. *Science* 279(5349):358-362
-

O

- O'Driscoll LJ, Richards MA, Humphreys ED (2012) Nazca–South America interactions and the late Eocene–late Oligocene flat-slab episode in the central Andes. *Tectonics* 31(2):TC2013
- Ogawa S (1978) Multitemperature theory of granular materials. *Proceedings of the US-Japan Seminar on Continuum-Mechanics and Statistical Approaches to the Mechanics of Granular Materials*:208-217
- Oger G, Doring M, Alessandrini B, Ferrant P (2006) Two-dimensional SPH simulations of wedge water entries. *Journal of Computational Physics* 213(2):803-822
- Oramas-Dorta D, Cole PD, Wadge G, Alvarado GE, Soto GJ (2012) Pyroclastic flow hazard at Arenal volcano, Costa Rica: scenarios and assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 247–248:74-92
-

P

- Pal NR, Pal SK (1993) A review on image segmentation techniques. *Pattern Recognition* 26(9):1277-1294
- Palladino DM, Valentine GA (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. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 69(3–4):343-364
- Papa M, Egashira S, Itoh T (2004) Critical conditions of bed sediment entrainment due to debris flow. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 4(3):469 - 474
- Papale P, Dobran F (1994) Magma flow along the volcanic conduit during the Plinian and pyroclastic flow phases of the May 18, 1980, Mount St. Helens eruption. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 99(B3):4355-4373
- Patra AK, Bauer AC, Nichita CC, Pitman EB, Sheridan MF, Bursik M, Rupp B, Webber A, Stinton AJ, Namikawa LM, Renschler CS (2005) Parallel adaptive numerical simulation of dry avalanches over natural terrain. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 139(1–2):1-21

- Perugini D, Speziali A, Caricchi L, Kueppers U (2011) Application of fractal fragmentation theory to natural pyroclastic deposits: Insights into volcanic explosivity of the Valentano scoria cone (Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 202(3–4):200-210
- Petersen G, Bjornsson H, Arason P (2012) The impact of the atmosphere on the Eyjafjallajökull 2010 eruption plume. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012) 117(D20)
- Phillips JC, Hogg AJ, Kerswell RR, Thomas NH (2006) Enhanced mobility of granular mixtures of fine and coarse particles. *Earth and Planetary Science Letters* 246(3–4):466-480
- Pierson TC, Janda RJ, Thouret J-C, Borrero CA (1990) Perturbation and melting of snow and ice by the 13 November 1985 eruption of Nevado del Ruiz, Colombia, and consequent mobilization, flow and deposition of lahars. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 41(1–4):17-66
- Pirulli M, Pastor M (2012) Numerical study on the entrainment of bed material into rapid landslides. *Geotechnique* 62(11):959-972
- Pitman E, Nichita C, Patra A, Bauer A, Bursik M, Weber A (2003a) A model of granular flows over an erodible surface. *Discrete and Continuous Dynamical Systems Series B* 3(4):589-600
- Pitman EB, Nichita CC, Patra AK, Bauer AC, Sheridan MF, Bursik M (2003b) Computing granular avalanches and landslides. *Physics of Fluids* 15(12):3638-3646
- Podwojewski P, Poulenard J, Zambrana T, Hofstede R (2002) Overgrazing effects on vegetation cover and properties of volcanic ash soil in the páramo of Llangahua and La Esperanza (Tungurahua, Ecuador). *Soil Use and Management* 18(1):45-55
- Polacci M, Baker DR, Mancini L, Favretto S, Hill RJ (2009) Vesiculation in magmas from Stromboli and implications for normal Strombolian activity and paroxysmal explosions in basaltic systems. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* (1978–2012) 114(B1)
- Pollock N (2013) Field evidence for substrate entrainment by pyroclastic density currents and its effect on downstream dynamics at Mount St Helens, Washington (USA). Master Thesis, University of Washington, 68 p
- Pouliquen O (1999) Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of Fluids* (1994-present) 11(3):542-548
- Pouliquen O, Forterre Y (2002) Friction law for dense granular flows: application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics* 453:133-151
- Procter JN, Cronin SJ, Platz T, Patra A, Dalbey K, Sheridan M, Neall V (2010) Mapping block-and-ash flow hazards based on Titan 2D simulations: a case study from Mt. Taranaki, NZ. *Nat Hazards* 53(3):483-501
- Proussevitch AA, Sahagian DL (2001) Recognition and separation of discrete objects within complex 3D voxelized structures. *Computers & Geosciences* 27(4):441-454
- Proussevitch AA, Sahagian DL, Tsentelovich EP (2007) Statistical analysis of bubble and crystal size distributions: Formulations and procedures. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 164(3):95-111
- Pudasaini SP, Hutter K (2007) *Avalanche dynamics: dynamics of rapid flows of dense granular avalanches*. Springer,
- Pyle D (2000) Sizes of volcanic eruptions. *Encyclopedia of Volcanoes* 1:263-269

Q

- Quan Luna B, Remaître A, van Asch TWJ, Malet JP, van Westen CJ (2012) Analysis of debris flow behavior with a one dimensional run-out model incorporating entrainment. *Engineering Geology* 128:63-75

R

- Ramos VA, Cristallini EO, Pérez DJ (2002) The Pampean flat-slab of the Central Andes. *Journal of South American Earth Sciences* 15(1):59-78
- Revellino P, Hungr O, Guadagno F, Evans S (2004) Velocity and runout simulation of destructive debris flows and debris avalanches in pyroclastic deposits, Campania region, Italy. *Env Geol* 45(3):295-311
- Ripley BD (1991) *Statistical inference for spatial processes*. Cambridge university press
- Robin C, Eissen J-P, Samaniego P, Martin H, Hall M, Cotten J (2009) Evolution of the late Pleistocene Mojanda–Fuya Fuya volcanic complex (Ecuador), by progressive adakitic involvement in mantle magma sources. *Bulletin of Volcanology* 71(3):233-258
- Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2004) Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 109(B10):B10201
- Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2005) Inviscid behaviour of fines-rich pyroclastic flows inferred from experiments on gas–particle mixtures. *Earth and Planetary Science Letters* 240(2):401-414
- 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: Solid Earth* (1978–2012) 113(B12)
- 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(B9):B09206
- Roche O, Attali M, Mangeney A, Lucas A (2011) On the run-out distance of geophysical gravitational flows: Insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth and Planetary Science Letters* 311(3–4):375-385
- Roche O, Niño Y, Mangeney A, Brand B, Pollock N, Valentine GA (2013a) Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology* 41(10):1107-1110
- Roche O, Phillips JC, Kelfoun K (2013b) Pyroclastic Density Currents. *Modeling Volcanic Processes: The Physics and Mathematics of Volcanism*, eds Sarah A. Fagents, Tracy K. P. Gregg and Rosaly M. C. Lopes. Cambridge University Press:pp. 203-229
- Rodríguez-Elizarrarás S, Siebe C, Komorowski J-C, Espíndola JM, Saucedo R (1991) Field observations of pristine block- and ash-flow deposits emplaced April 16–17, 1991 at Volcán de Colima, Mexico. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 48(3–4):399-412
- Roperch P, Chauvin A, Le Pennec J-L, Lara LE (2014) Paleomagnetic study of juvenile basaltic–andesite clasts from Andean pyroclastic density current deposits. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 227:20-29
- Rosatti G, Murillo J, Fraccarollo L (2008) Generalized Roe schemes for 1D two-phase, free-surface flows over a mobile bed. *Journal of Computational Physics* 227(24):10058-10077
- Rose Jr WI, Pearson T, Bonis S (1977) Nuee ardente eruption from the foot of a dacite lava flow, Santiaguito Volcano, Guatemala. *Bulletin volcanologique* 40(1):23-38
- Rouse H (1939) Experiments on the mechanics of sediment suspension. In: *Fifth International Congress of Applied Mechanics*, Cambridge, Massachusettes:550-585
- Rowley P, Kuntz M, MacLeod N (1981) Pyroclastic-flow deposits. In : Lipman, P. W. & Mullineaux, D. R. (eds) *The 1980 eruptions of Mount Saint Helens*. USGS, Professional Paper 1250:489-512
- Rowley PJ, Kokelaar P, Menzies M, Waltham D (2011) Shear-derived mixing in dense granular flows. *Journal of Sedimentary Research* 81(12):874-884

- Ruiz MC, Lees JM, Johnson JB (2006) Source constraints of Tungurahua volcano explosion events. *Bulletin of Volcanology* 68(5):480-490
- Rust AC, Cashman KV (2011) Permeability controls on expansion and size distributions of pyroclasts. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 116(B11):B11202
-

S

- Sahagian DL, Proussevitch AA (1998) 3D particle size distributions from 2D observations: stereology for natural applications. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 84:173-196
- Saltykov SA (1958) *Stereometric metallography*. Metallurgizdat, Moscow 267
- Samaniego P, Martin H, Monzier M, Robin C, Fornari M, Eissen J-P, Cotten J (2005) Temporal Evolution of Magmatism in the Northern Volcanic Zone of the Andes: The Geology and Petrology of Cayambe Volcanic Complex (Ecuador). *Journal of Petrology* 46(11):2225-2252
- Samaniego P, Le Pennec J-L, Robin C, Hidalgo S (2011) Petrological analysis of the pre-eruptive magmatic process prior to the 2006 explosive eruptions at Tungurahua volcano (Ecuador). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 199(1-2):69-84
- Samaniego P, Barba D, Robin C, Fornari M, Bernard B (2012) Eruptive history of Chimborazo volcano (Ecuador): A large, ice-capped and hazardous compound volcano in the Northern Andes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 221-222:33-51
- Sarocchi D, Borselli L, Macías JL (2005) Construcción de perfiles granulométricos de depósitos piroclásticos por métodos ópticos. *Revista Mexicana de Ciencias Geológicas* 22(3):371-382
- Sarocchi D, Sulpizio R, Macías JL, Saucedo R (2011) The 17 July 1999 block-and-ash flow (BAF) at Colima Volcano: New insights on volcanic granular flows from textural analysis. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 204(1-4):40-56
- Saucedo R, Macías JL, Bursik MI, Mora JC, Gavilanes JC, Cortes A (2002) Emplacement of pyroclastic flows during the 1998–1999 eruption of Volcán de Colima, México. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 117(1-2):129-153
- Saucedo R, Macías J, Bursik M (2004) Pyroclastic flow deposits of the 1991 eruption of Volcán de Colima, Mexico. *Bulletin of Volcanology* 66(4):291-306
- Saucedo R, Macías JL, Sheridan MF, Bursik MI, Komorowski JC (2005) Modeling of pyroclastic flows of Colima Volcano, Mexico: implications for hazard assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 139(1-2):103-115
- Saucedo R, Macías JL, Gavilanes JC, Arce JL, Komorowski JC, Gardner JE, Valdez-Moreno G (2010) Eyewitness, stratigraphy, chemistry, and eruptive dynamics of the 1913 Plinian eruption of Volcán de Colima, México. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 191(3-4):149-166
- Savage SB (1984) The mechanics of rapid granular flows. *Advances in applied mechanics* 24:289-366
- Savage S, Jeffrey D (1981) The stress tensor in a granular flow at high shear rates. *Journal of Fluid Mechanics* 110:255-272
- Savage S, Lun C (1988) Particle size segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids. *Journal of Fluid Mechanics* 189:311-335
- Savage SB, Hutter K (1989) The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *Journal of Fluid Mechanics* 199:177-215
- Savage SB, Hutter K (1991) The dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout. Part I: Analysis. *Acta Mechanica* 86(1-4):201-223
- Scarpato C, Perrotta A (2012) Erosional characteristics and behavior of large pyroclastic density currents. *Geology* 40(11):1035-1038
- Schiano P, Monzier M, Eissen J-P, Martin H, Koga KT (2010) Simple mixing as the major control of the evolution of volcanic suites in the Ecuadorian Andes. *Contrib Mineral Petrol* 160(2):297-312

- Schwarzkopf LM, Schmincke H-U, Cronin SJ (2005) A conceptual model for block-and-ash flow basal avalanche transport and deposition, based on deposit architecture of 1998 and 1994 Merapi flows. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 139(1–2):117-134
- Schwarzkopf L, Spieler O, Scheu B, Dingwell D (2007) Fall-experiments on Merapi basaltic andesite and constraints on the generation of pyroclastic surges. *eEarth* 2(1):1-5
- Scott AC, Sparks RSJ, Bull ID, Knicker H, Evershed RP (2008) Temperature proxy data and their significance for the understanding of pyroclastic density currents. *Geology* 36(2):143-146
- Scott KM, Vallance JW, Kerle N, Luis Macías J, Strauch W, Devoli G (2005) Catastrophic precipitation-triggered lahar at Casita volcano, Nicaragua: occurrence, bulking and transformation. *Earth Surface Processes and Landforms* 30(1):59-79
- Sempere T, Butler RF, Richards DR, Marshall LG, Sharp W, Swisher CC (1997) Stratigraphy and chronology of Upper Cretaceous–lower Paleogene strata in Bolivia and northwest Argentina. *Geological Society of America Bulletin* 109(6):709-727
- Shea T, Houghton BF, Gurioli L, Cashman KV, Hammer JE, Hobden BJ (2010) Textural studies of vesicles in volcanic rocks: An integrated methodology. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 190:271-289
- Sheridan MF (1979) Emplacement of pyroclastic flows: a review. *Geological Society of America Special Papers* 180:125-136
- Sheridan MF, Hubbard B, Carrasco-Nunez G, Siebe C (2004) Pyroclastic flow hazard at Volcán Citlaltépetl. *Nat Hazards* 33(2):209-221
- Sheridan M, Stinton A, Patra A, Pitman E, Bauer A, Nichita C (2005) Evaluating Titan2D mass-flow model using the 1963 Little Tahoma Peak avalanches, Mount Rainier, Washington. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 139(1):89-102
- Shreve RL (1968) Leakage and fluidization in air-layer lubricated avalanches. *Geological Society of America Bulletin* 79(5):653-658
- Siebert L (1984) Large volcanic debris avalanches: Characteristics of source areas, deposits, and associated eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 22(3–4):163-197
- Siebert L, Glicken H, Ui T (1987) Volcanic hazards from Bezymianny-and Bandai-type eruptions. *Bulletin of Volcanology* 49(1):435-459
- Sigurdsson H, Carey S, Fisher R (1987) The 1982 eruptions of El Chichón volcano, Mexico (3): Physical properties of pyroclastic surges. *Bulletin of Volcanology* 49(2):467-488
- Singer BS, Thompson RA, Dungan MA, Feeley TC, Nelson ST, Pickens JC, Brown LL, Wulff AW, Davidson JP, Metzger J (1997) Volcanism and erosion during the past 930 k.y. at the Tatará–San Pedro complex, Chilean Andes. *Geological Society of America Bulletin* 109(2):127-142
- Singer BS, Jicha BR, Harper MA, Naranjo JA, Lara LE, Moreno-Roa H (2008) Eruptive history, geochronology, and magmatic evolution of the Puyehue-Cordon Caulle volcanic complex, Chile. *Geological Society of America Bulletin* 120(5-6):599-618
- Sohn YK, Chough SK (1993) The Udo tuff cone, Cheju Island, South Korea: transformation of pyroclastic fall into debris fall and grain flow on a steep volcanic cone slope. *Sedimentology* 40(4):769-786
- Solikhin A, Thouret J-C, Gupta A, Harris AJ, Liew SC (2012) Geology, tectonics, and the 2002–2003 eruption of the Semeru volcano, Indonesia: Interpreted from high-spatial resolution satellite imagery. *Geomorphology* 138(1):364-379
- Solikhin A, Thouret J-C, Liew SC, Gupta A, Sayudi DS, Oehler J-F, Kassouk Z (2015a) High-spatial-resolution imagery helps map deposits of the large (VEI 4) 2010 Merapi Volcano eruption and their impact. *Bulletin of Volcanology*, 77(3): 1-23.

- Solikhin A, Pinel V, Vandemeulebrouck J, Thouret J-C, Hendrasto M (2015b) Mapping the 2010 Merapi pyroclastic deposits using dual-polarization Synthetic Aperture Radar (SAR) data. *Remote Sensing of Environment* 158(0):180-192
- Sousa J, Voight B (1995) Multiple-pulsed debris avalanche emplacement at Mount St. Helens in 1980: Evidence from numerical continuum flow simulations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 66(1–4):227-250
- Sovilla B, Burlando P, Bartelt P (2006) Field experiments and numerical modeling of mass entrainment in snow avalanches. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 111(F3)
- Sparks RSJ (1976) Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology* 23(2):147-188
- Sparks R, Wilson L (1976) A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse. *Journal of the Geological Society* 132(4):441-451
- Sparks RSJ, Self S, Walker G (1973) Products of ignimbrite eruptions. *Geology* 1(3):115-118
- Sparks RSJ, Wilson L, Hulme G (1978) Theoretical modeling of the generation, movement, and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 83(B4):1727-1739
- Sparks RSJ, Sigurdsson H, Carey SN (1980) The entrance of pyroclastic flows into the sea I. oceanographic and geologic evidence from dominica, lesser antilles. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 7(1–2):87-96
- Sparks RSJ, Gardeweg MC, Calder ES, Matthews SJ (1997) Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile. *Bulletin of Volcanology* 58:557-565
- Spence RJS, Baxter PJ, Zuccaro G (2004) Building vulnerability and human casualty estimation for a pyroclastic flow: a model and its application to Vesuvius. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 133(1–4):321-343
- Spence R, Kelman I, Calogero E, Toyos G, Baxter P, Komorowski J-C (2005) Modelling expected physical impacts and human casualties from explosive volcanic eruptions. *Natural Hazards and Earth System Science* 5(6):1003-1015
- Spieler O, Kennedy B, Kueppers U, Dingwell DB, Scheu B, Taddeucci J (2004) The fragmentation threshold of pyroclastic rocks. *Earth and Planetary Science Letters* 226(1–2):139-148
- Spikings R, Winkler W, Seward D, Handler R (2001) Along-strike variations in the thermal and tectonic response of the continental Ecuadorian Andes to the collision with heterogeneous oceanic crust. *Earth and Planetary Science Letters* 186(1):57-73
- Steffke AM, Fee D, Garces M, Harris A (2010) Eruption chronologies, plume heights and eruption styles at Tungurahua Volcano: Integrating remote sensing techniques and infrasound. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 193(3–4):143-160
- Stern CR (2004) Active Andean volcanism: its geologic and tectonic setting. *Revista geológica de Chile* 31(2):161-206
- Sulpizio R, Dellino P (2008) Chapter 2: Sedimentology, depositional mechanisms and pulsating behaviour of pyroclastic density currents. In: Gottsmann J, Marti J (eds) *Developments in volcanology*. Elsevier, pp 57-96
- 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
- Sulpizio R, Capra L, Sarocchi D, Saucedo R, Gavilanes-Ruiz JC, Varley NR (2010) Predicting the block-and-ash flow inundation areas at Volcán de Colima (Colima, Mexico) based on the present day (February 2010) status. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 193(1–2):49-66
- Suzuki-Kamata K (1988) The ground layer of Ata pyroclastic flow deposit, southwestern Japan—evidence for the capture of lithic fragments. *Bulletin of Volcanology* 50(2):119-129

- Suzuki-Kamata K, Kusano T, Yamasaki K (2009) Fractal analysis of the fracture strength of lava dome material based on the grain size distribution of block-and-ash flow deposits at Unzen Volcano, Japan. *Sedimentary Geology* 220(3–4):162-168
- Swartenbroekx C, Zech Y, Soares-Frazão S (2013) Two-dimensional two-layer shallow water model for dam break flows with significant bed load transport. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 73:477-508

T

- Taddeucci J, Wohletz KH (2001) Temporal evolution of the Minoan eruption (Santorini, Greece), as recorded by its Plinian fall deposit and interlayered ash flow beds. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 109(4):299-317
- Taddeucci J, Palladino DM (2002) Particle size-density relationships in pyroclastic deposits: inferences for emplacement processes. *Bulletin of Volcanology* 64(3-4):273-284
- Taddeucci J, Pompilio M, Scarlato P (2004) Conduit processes during the July–August 2001 explosive activity of Mt. Etna (Italy): inferences from glass chemistry and crystal size distribution of ash particles. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 137(1–3):33-54
- Tai Y, Kuo C (2008) A new model of granular flows over general topography with erosion and deposition. *Acta Mechanica* 199(1-4):71-96
- Takahashi T, Nakagawa H, Kuang S (1987) Estimation of debris flow hydrograph on varied slope bed. IAHS-AISH publication (165):167-177
- Takahashi T, Tsujimoto H (2000) A mechanical model for Merapi-type pyroclastic flow. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 98(1–4):91-115
- Takarada S, Ui T, Yamamoto Y (1999) Depositional features and transportation mechanism of valley-filling Iwasegawa and Kaida debris avalanches, Japan. *Bulletin of Volcanology* 60(7):508-522
- Tanguy JC, Ribière C, Scarth A, Tjetjep WS (1998) Victims from volcanic eruptions: a revised database. *Bulletin of Volcanology* 60(2):137-144
- Taylor GA (1958) The 1951 eruption of Mount Lamington, Papua. *Bur. Miner. Resour., Geol. Geophys. Bull.* 38, 117 p
- Thouret JC, Finizola A, Fornari M, Legeley-Padovani A, Suni J, Frechen M (2001) Geology of El Misti volcano near the city of Arequipa, Peru. *Geological Society of America Bulletin* 113(12):1593-1610
- Todesco M, Neri A, Ongaro TE, Papale P, Macedonio G, Santacroce R, Longo A (2002) Pyroclastic flow hazard assessment at Vesuvius (Italy) by using numerical modeling. I. Large-scale dynamics. *Bulletin of Volcanology* 64(3-4):155-177
- Todesco M, Neri A, Demaria C, Marmo C, Macedonio G (2006) È VIVO: Virtual eruptions at Vesuvius; A multimedia tool to illustrate numerical modeling to a general public. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 155(3–4):323-328
- Toro EF (2001) *Shock-capturing methods for free-surface shallow flows*. Wiley, 326 p
- Torres RC, Self S, Martinez MML (1996) Secondary pyroclastic flows from the June 15, 1991, ignimbrite of Mount Pinatubo. *Fire and Mud: eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines*:625-678
- Tournigand P-Y (2013) Incorporation de matière solide par érosion dans les écoulements pyroclastiques: le cas des nuées de février 2012 au Tungurahua, Equateur. *Rapport de Travail Encadré de Recherche (TER), UBP, Laboratoire Magmas et Volcans*, 26 p
- Toyos G, Cole P, Felpeto A, Marti J (2007) A GIS-based methodology for hazard mapping of small volume pyroclastic density currents. *Nat Hazards* 41(1):99-112

Trenkamp R, Kellogg JN, Freymueller JT, Mora HP (2002) Wide plate margin deformation, southern Central America and northwestern South America, CASA GPS observations. *Journal of South American Earth Sciences* 15(2):157-171

Trofimovs J, Amy L, Boudon G, Deplus C, Doyle E, Fournier N, Hart M, Komorowski J, Le Friant A, Lock E (2006) Submarine pyroclastic deposits formed at the Soufrière Hills volcano, Montserrat (1995–2003): What happens when pyroclastic flows enter the ocean? *Geology* 34(7):549-552

U

Underwood EE (1970) *Quantitative stereology*. Addison-Wesley Publishing CO, Reading, Mass., 274 p

V

Valentine GA (1998) Damage to structures by pyroclastic flows and surges, inferred from nuclear weapons effects. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 87(1):117-140

Valentine GA, Wohletz KH (1989a) Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 94(B2):1867-1887

Valentine GA, Wohletz KH (1989b) Environmental hazards of pyroclastic flows determined by numerical models. *Geology* 17(7):641-644

Valentine G, Buesch D, Fisher R (1989) Basal layered deposits of the Peach Springs Tuff, northwestern Arizona, USA. *Bulletin of Volcanology* 51(6):395-414

Valentine GA, Wohletz KH, Kieffer SW (1991) Sources of unsteady column dynamics in pyroclastic flow eruptions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 96(B13):21887-21892

Vallance J (1993) Particle sorting and the origin of graded bedding in debris flow and pyroclastic flow. In: Conference abstract, IAVCEI General assembly, Canberra, 116 p

Vallance JW, Savage SB (2000) Particle segregation in granular flows down chutes. In: IUTAM Symposium on Segregation in Granular flows. Springer, pp 31-51

van den Berg EH, Meesters AGCA, Kenter JAM, Schlager W (2002) Automated separation of touching grains in digital images of thin sections. *Computers & Geosciences* 28(2):179-190

Voellmy A (1955) Über die Zerstörungskraft von Lawinen. *Schweiz. Bour.* 73(12, 15, 17, 19)

Voight B, Janda RJ, Glicken H, Douglass PM (1983) Nature and mechanics of the Mount St Helens rockslide-avalanche of 18 May 1980. *Géotechnique* 33(3):243 – 273

W

Wadge G, Jackson P, Bower SM, Woods AW, Calder E (1998) Computer simulations of pyroclastic flows from dome collapse. *Geophysical Research Letters* 25(19):3677-3680

Wadge G, Oramas Dorta D, Cole PD (2006) The magma budget of Volcán Arenal, Costa Rica from 1980 to 2004. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 157(1–3):60-74

Wadge G, Herd R, Ryan G, Calder ES, Komorowski JC (2010) Lava production at Soufrière Hills Volcano, Montserrat: 1995–2009. *Geophysical Research Letters* 37(19):L00E03

Walker GPL (1971) Grain-size characteristics of pyroclastic deposits. *Journal of Geology* 79(6):696-714

Walker GPL (1981) Generation and dispersal of fine ash and dust by volcanic eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 11(1):81-92

Walker GP (1983) Ignimbrite types and ignimbrite problems. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 17(1):65-88

Walker GP (1985) Origin of coarse lithic breccias near ignimbrite source vents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 25(1):157-171

Walker G, Wilson C (1983) Lateral variations in the Taupo ignimbrite. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 18(1):117-133

- Walker GPL, Hayashi JN, Self S (1995) Travel of pyroclastic flows as transient waves: implications for the energy line concept and particle-concentration assessment. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 66(1–4):265-282
- White J, Houghton B (2006) Primary volcanoclastic rocks. *Geology* 34(8):677-680
- White SM, Crisp JA, Spera FJ (2006) Long-term volumetric eruption rates and magma budgets. *Geochemistry Geophysics Geosystems* 7(3): Q03010
- Wilson CJN (1980) The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows: An experimental approach. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 8(2–4):231-249
- Wilson L, Walker G (1987) Explosive volcanic eruptions-VI. Ejecta dispersal in plinian eruptions: the control of eruption conditions and atmospheric properties. *Geophysical Journal International* 89(2):657-679
- Wilson C, Houghton B, Kamp P, McWilliams M (1995) An exceptionally widespread ignimbrite with implications for pyroclastic flow emplacement. *Nature* 378(6557):605-607
- Wohl EE, Anthony DJ, Madsen SW, Thompson DM (1996) A comparison of surface sampling methods for coarse fluvial sediments. *Water Resources Research* 32(10):3219-3226
- Wohletz KH, Sheridan MF (1979) A model of pyroclastic surge. *Geological Society of America Special Papers* 180:177-194
- Wohletz KH, McGetchin TR, Sandford MT, Jones EM (1984) Hydrodynamic aspects of caldera-forming eruptions: Numerical models. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 89(B10):8269-8285
- Wohletz K, Sheridan M, Brown W (1989) Particle size distributions and the sequential fragmentation/transport theory applied to volcanic ash. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)* 94(B11):15703-15721
- Wolman MG (1954) A method of sampling coarse river-bed material. *American Geophysical Union*
- Wortel GH, Dijkstra JA, van Hecke M (2014) Rheology of weakly vibrated granular media. *Physical Review E* 89(1):012202
- Wright JV, Smith AL, Self S (1980) A working terminology of pyroclastic deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 8(2–4):315-336
- Wright HMN, Cashman KV, Rosi M, Cioni R (2007) Breadcrust bombs as indicators of Vulcanian eruption dynamics at Guagua Pichincha volcano, Ecuador. *Bulletin of Volcanology* 69(3):281-300

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
- Yamashita S, Miyamoto K (1993) Model of pyroclastic flow and its numerical solution. *IAHS publication*:67-67
- YouTube (2014) Pyroclastic flows on Mt Merapi Java Indonesia, Page consultée le 01/12/14. In: <http://www.youtube.com/watch?v=Bz7WCttwXQk&feature=related>

Z

- Zanella E, Sulpizio R, Gurioli L, Lanza R (2014) Temperatures of the pyroclastic density currents deposits emplaced in the last 22 kyr at Somma–Vesuvius (Italy). *Geological Society, London, Special Publications* 396
- Zech Y, Soares-Frazaõ S, Spinewine B, Le Grelle N (2008) Dam-break induced sediment movement: Experimental approaches and numerical modelling. *Journal of Hydraulic research* 46(2):176-190

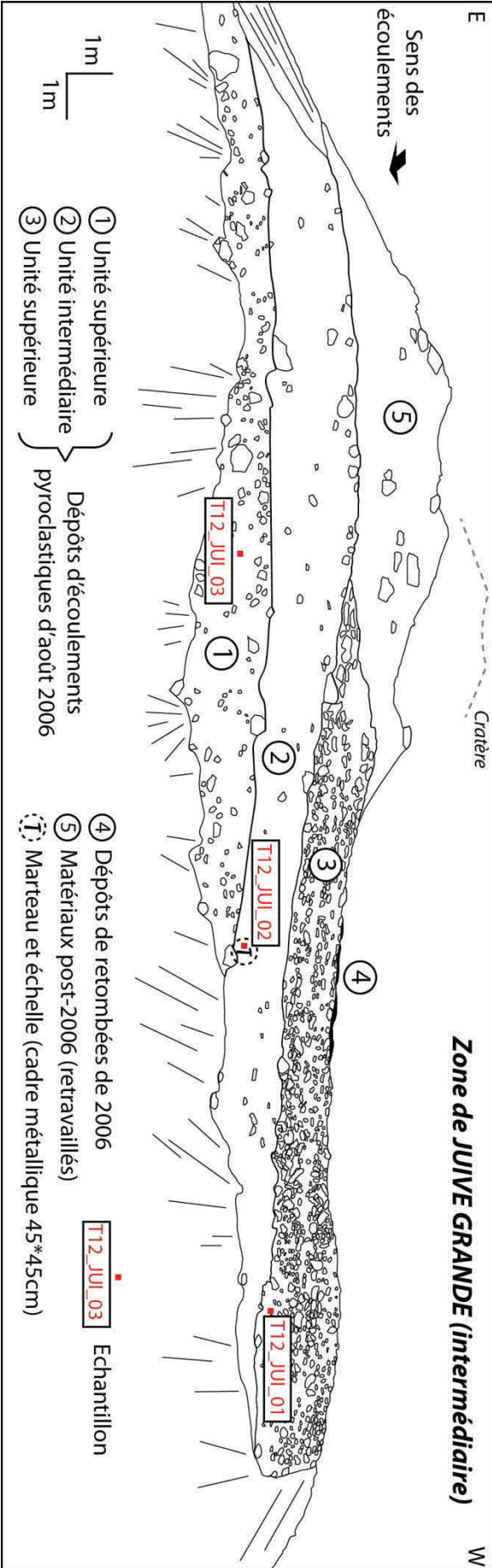
ANNEXE 1

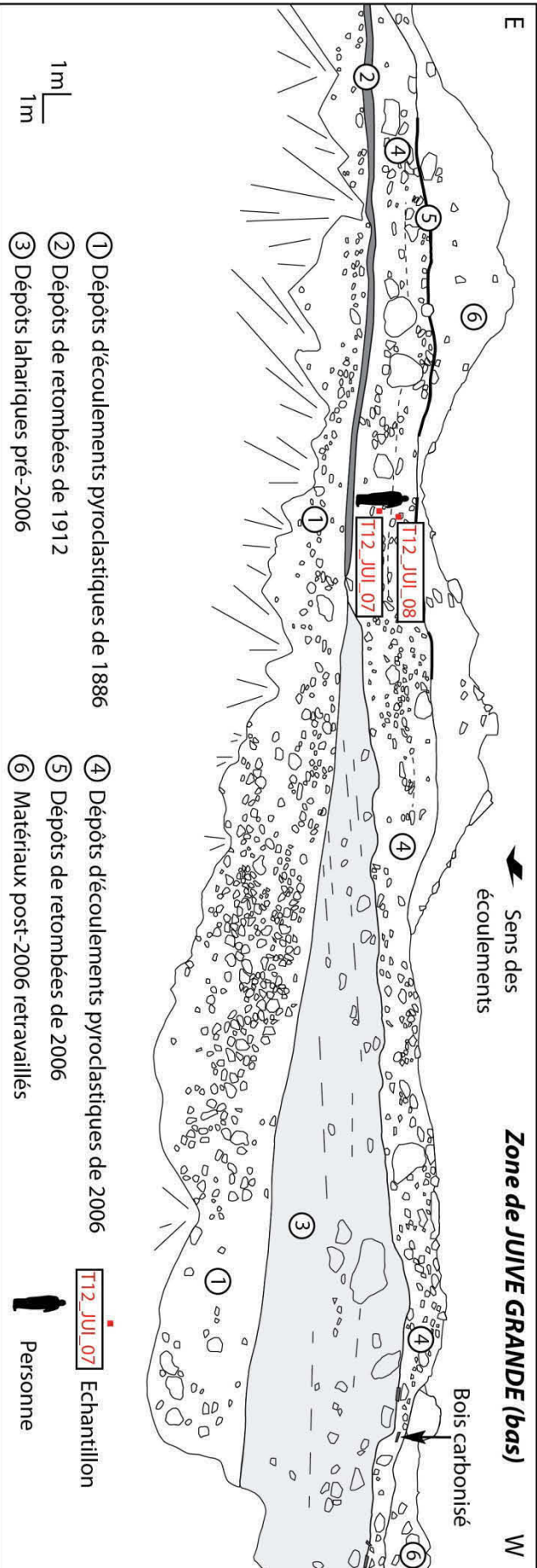
Identification, localisation et synthèse des mesures effectuées sur l'ensemble des échantillons utilisés.

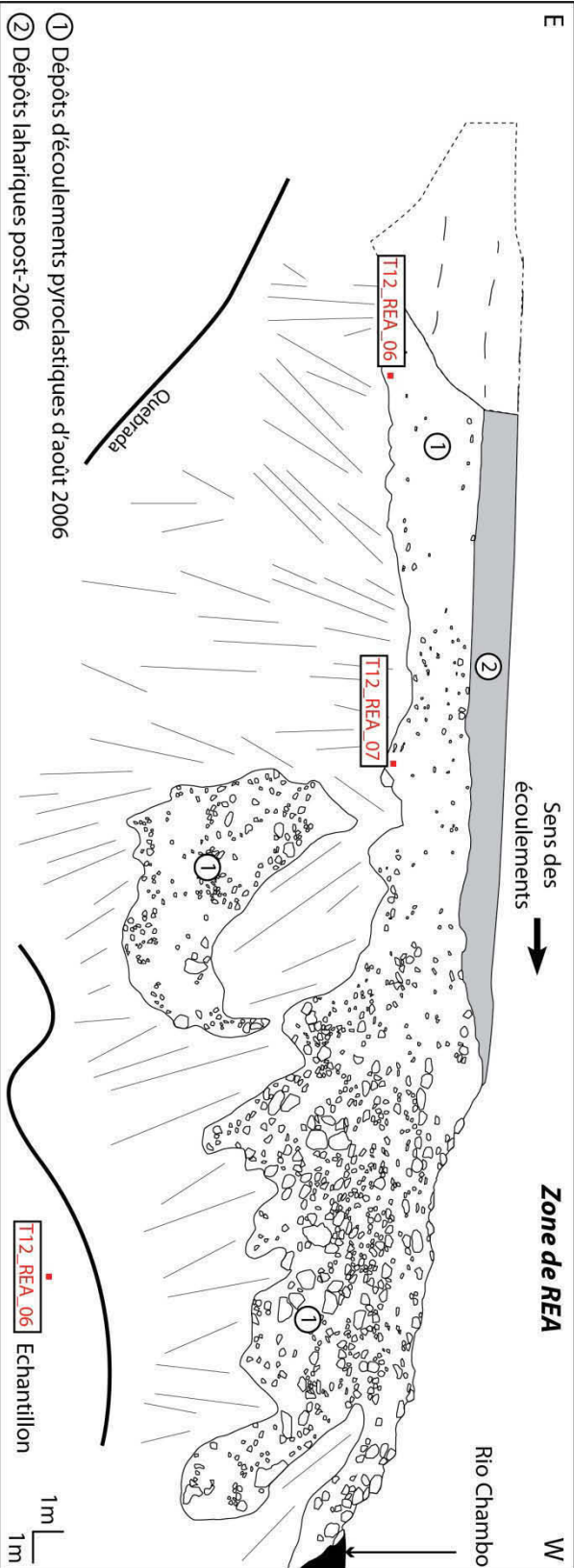
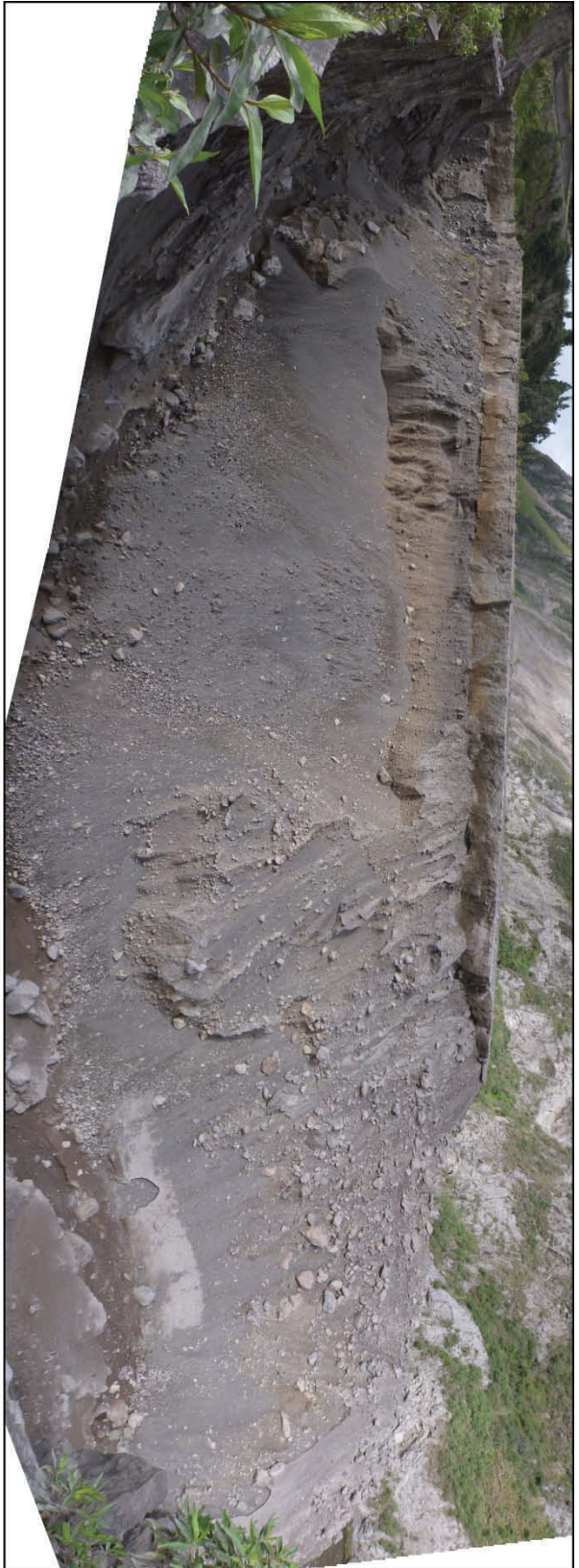
Identifiant	Localisation	GPS X (m, PSAD56, UTM 17S)	GPS Y (m, PSAD56, UTM 17S)	±	Altitude (m)	Type d'analyse			
						Densité	Granulo.	Compo.	Morpho.
T12_CHO_01	Chontapomba	779333	9838606	12	2671	✓	✓	✓	✗
T12_CHO_02	Chontapomba	777743	9839284	9	2260	✓	✓	✓	✗
T12_CUS_01	Cusua	780320	9842780	9	2803	✓	✗	✗	✗
T12_CUS_02	Cusua	781197	9841176	15	2746	✓	✓	✓	✗
T12_CUS_03	Cusua	779935	9841640	13	2314	✓	✗	✗	✗
T12_CUS_04	Cusua	779935	9841640	13	2314	✓	✗	✗	✗
T12_CUS_05	Cusua	779935	9841640	13	2314	✓	✗	✗	✗
T12_JUI_01	Juive	782145	9843996	9	2163	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_02	Juive	782145	9843996	9	2163	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_03	Juive	782145	9843996	9	2163	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_04	Juive	783719	9841314	9	3028	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_05	Juive	783709	9841360	8	3016	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_06	Juive	783612	9841534	9	2955	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_07	Juive	781932	9844492	9	2015	✓	✓	✓	✓
T12_JUI_08	Juive	781932	9844492	9	2015	✓	✓	✓	✓
T12_MAP_01	Mapayacu	779745	9832592	9	2435	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_02	Mapayacu	779745	9832572	10	2430	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_03	Mapayacu	779751	9832762	23	2265	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_04	Mapayacu	779751	9832737	10	2263	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_05	Mapayacu	779741	9832622	11	2386	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_06	Mapayacu	779757	9832556	11	2298	✓	✗	✗	✗
T12_MAP_07	Mapayacu	779732	9832456	10	2351	✓	✓	✓	✗
T12_MAP_08	Mapayacu	779660	9832970	33	2306	✓	✓	✓	✗
T12_REA_01	Rea	776874	9836836	13	2222	✓	✓	✓	✗
T12_REA_02	Rea	776874	9836836	13	2222	✓	✓	✓	✗
T12_REA_03	Rea	776899	9836836	10	2227	✓	✓	✓	✗
T12_REA_04	Rea	776928	9836714	18	2329	✓	✓	✓	✗
T12_REA_05	Rea	776982	9836708	10	2333	✓	✓	✓	✗
T12_REA_06	Rea	776920	9836768	9	2213	✓	✗	✗	✗
T12_REA_07	Rea	776920	9836768	9	2213	✓	✓	✓	✗
T12_REA_08	Rea	776928	9836954	14	2263	✓	✓	✓	✗
T12_REA_09	Rea	777011	9837106	12	2280	✓	✓	✓	✗
T12_REA_10	Rea	777032	9837202	12	2270	✓	✓	✓	✗
						33	27	27	8

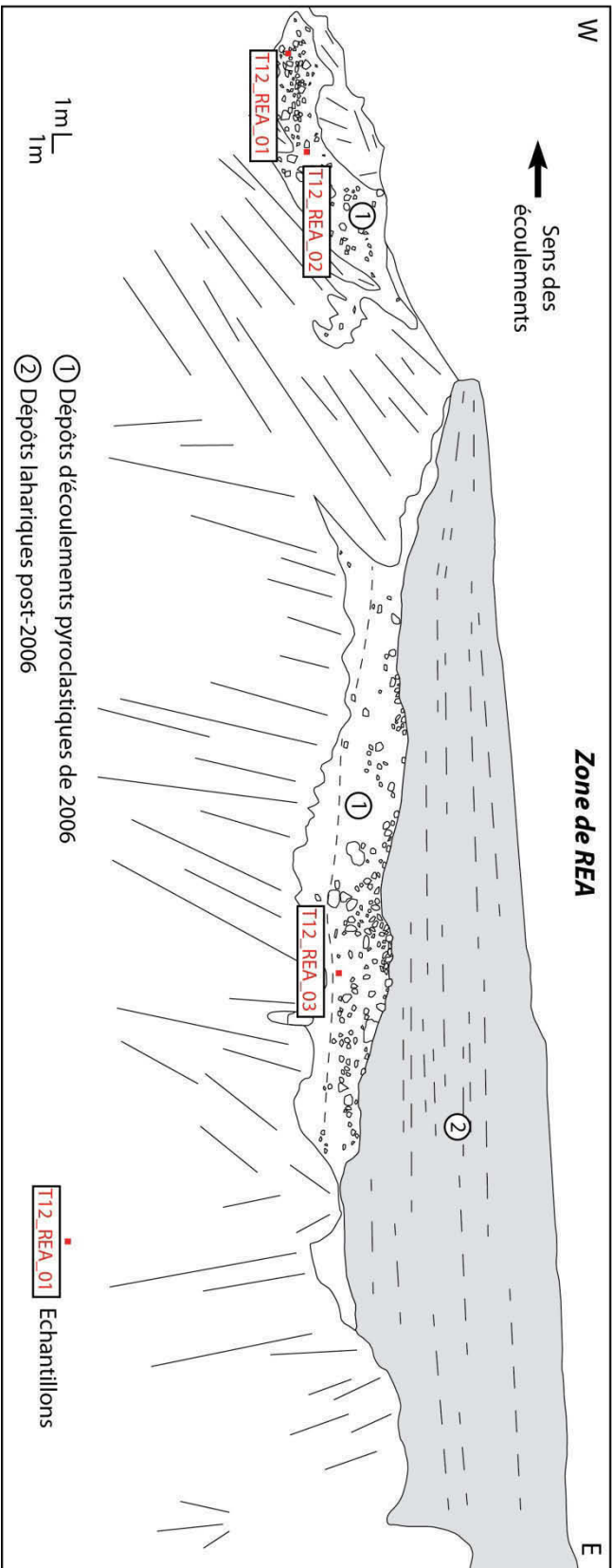
ANNEXE 2

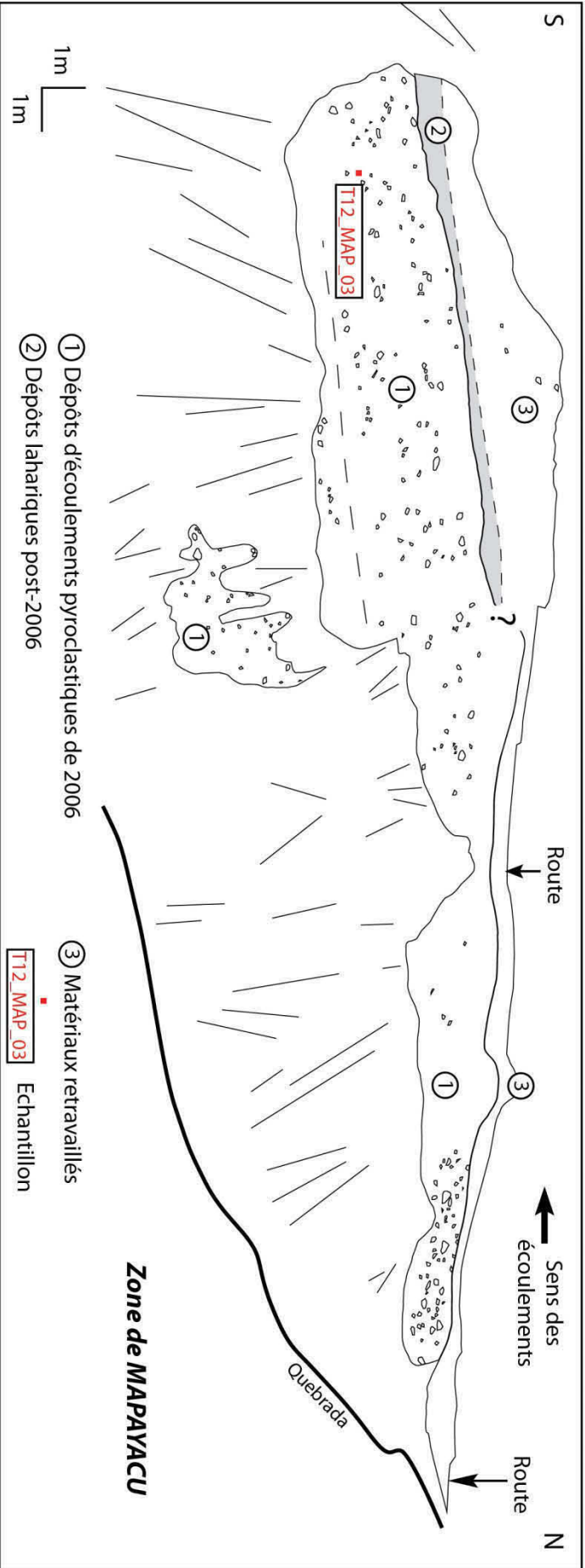
Exemples d'affleurements typiques de dépôts d'écoulements pyroclastiques de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua.

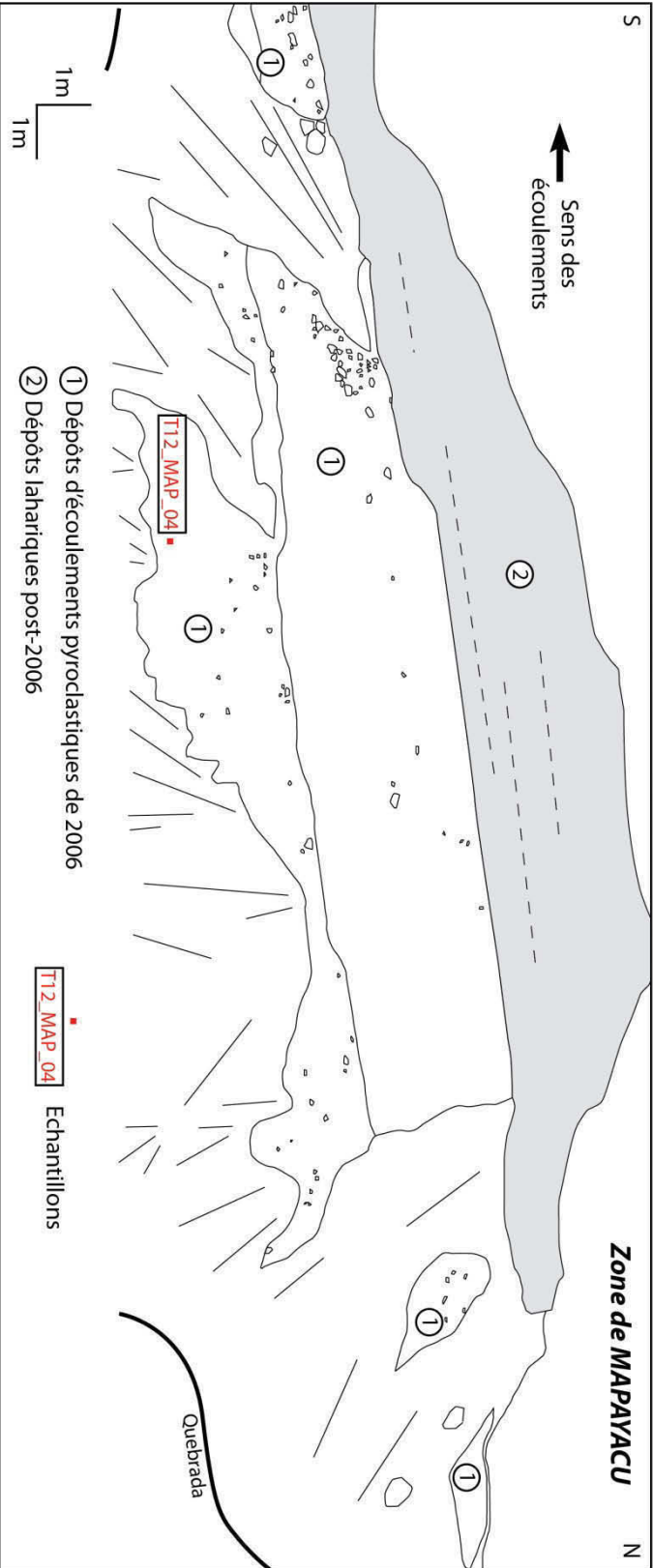










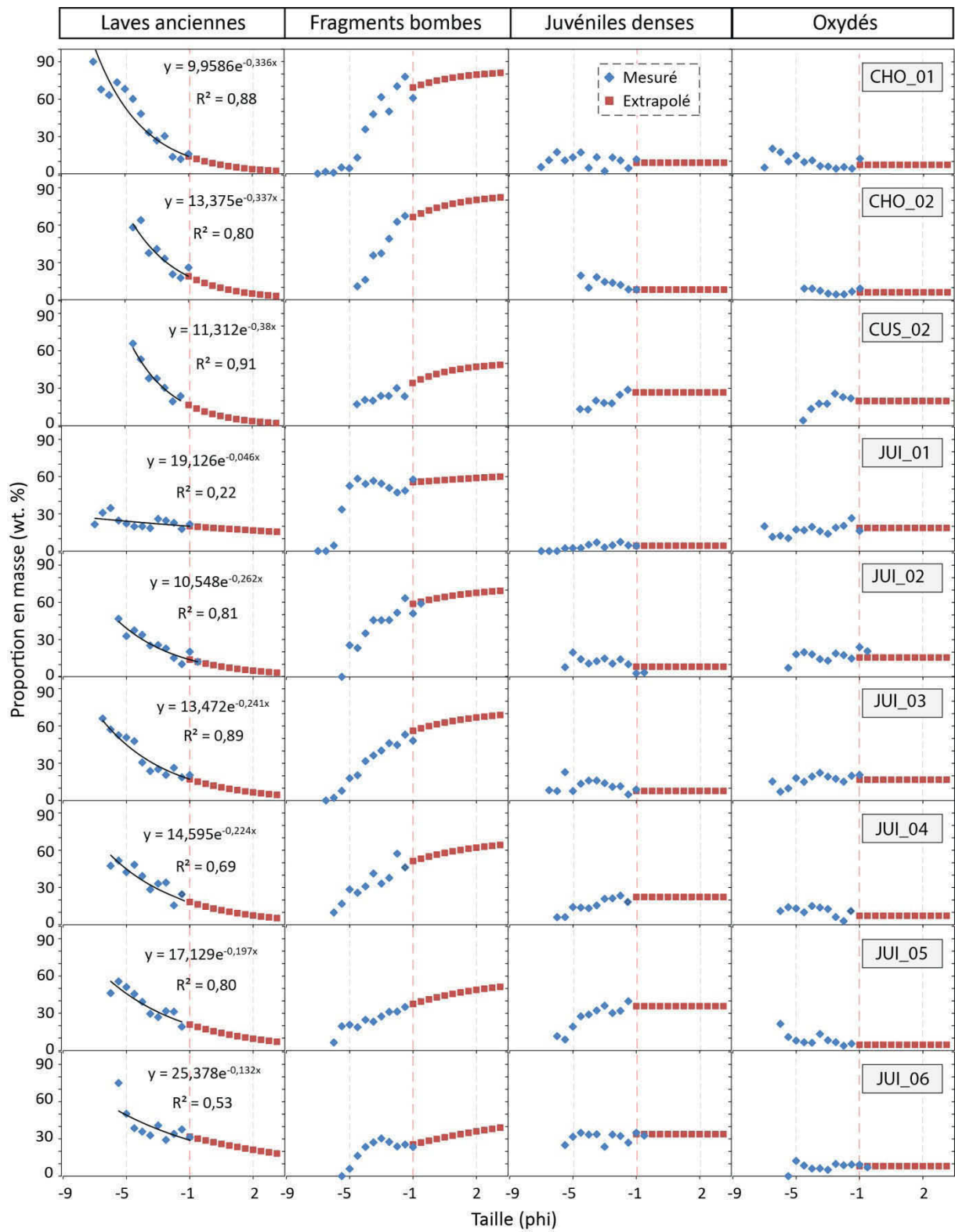


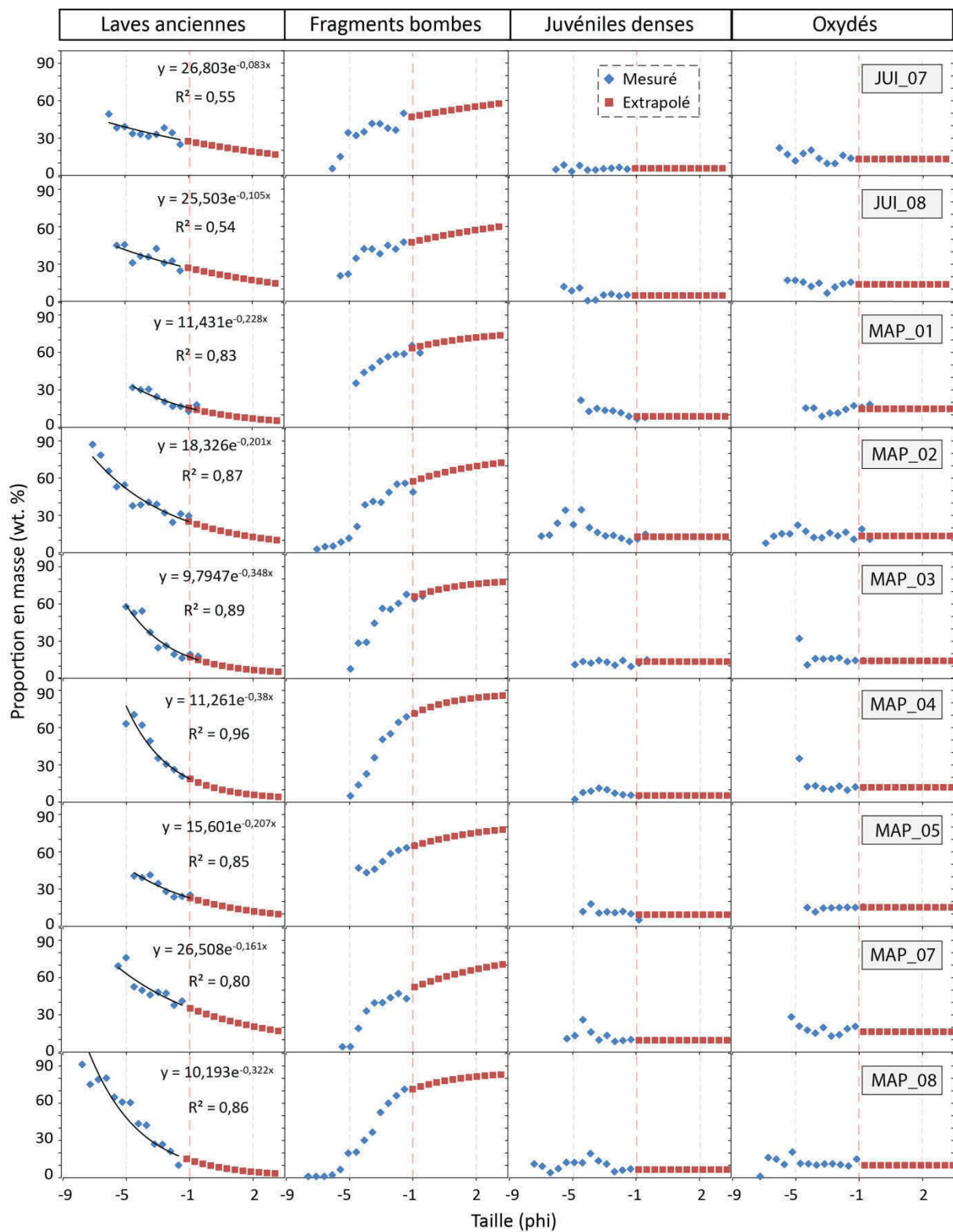


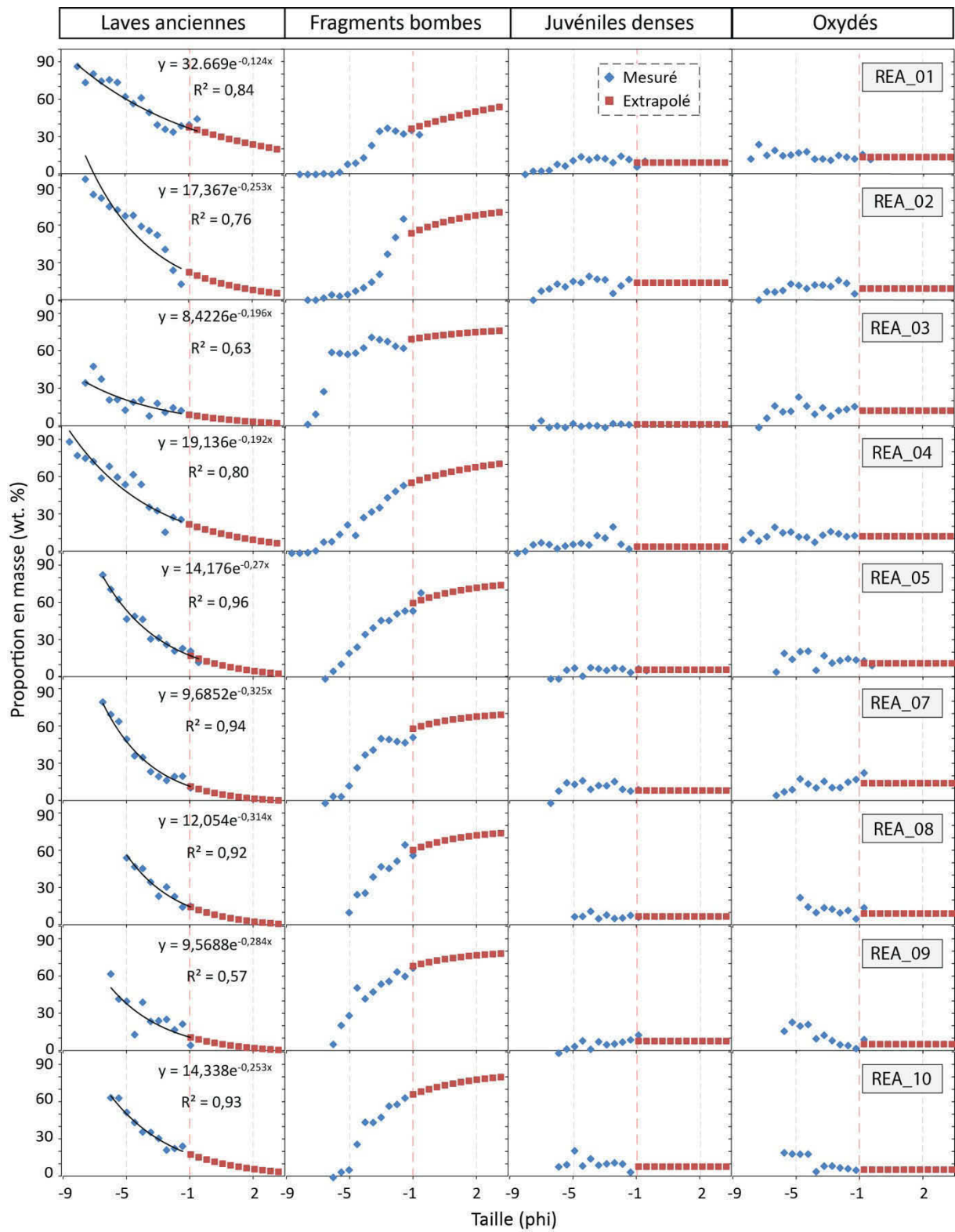
Exemples d'affleurements, de dépôts et de l'impact de l'éruption d'août 2006 du Tungurahua. **(A)** Lobe riche en bombes scoriacées mis en place au niveau de la ravine de Juive Grande (*N-NW* de l'édifice, voir Fig. 1.16). **(B)** Impact des écoulements pyroclastiques au niveau de la ravine de Ashupashal (*NW*, voir Fig. 1.16), montrant notamment la coupure de l'ancienne route principale vers Riobamba par les écoulements, ainsi que les déferlantes associées. Les flèches donnent le sens des écoulements **(C)** et **(D)** Dégâts sur les infrastructures causés par les écoulements pyroclastiques (incendies, destruction de pont) au débouché de la ravine de Mapayacu (*S*, voir Fig. 1.16). **(E)** Levées (au moins 4) laissées par le passage des écoulements dans la partie intermédiaire de la ravine de Juive Grande. **(F)** Etat des éventails pyroclastiques de Rea-Ingapirca (*W*, voir Fig. 1.16) en février 2012 et vue du Rio Chambo. La voiture donne l'échelle. Photos A à D = J.-L. Le Pennec, septembre 2006.

ANNEXE 3

Proportions des quatre constituants principaux (*FB*, *D*, *OL* et *O*) en fonction de la fraction granulométrique du dépôt. Les losanges bleus représentent les valeurs mesurées par analyse d'image et les carrés rouges celles extrapolées à l'aide de l'hypothèse de décroissance exponentielle du composant « Laves anciennes (*OL*) » détaillée dans le texte (voir *Chapitre 2, section 2.2.C.c*). La meilleure courbe exponentielle passant par les données mesurées apparaît sur les figures avec son coefficient de régression R^2 .

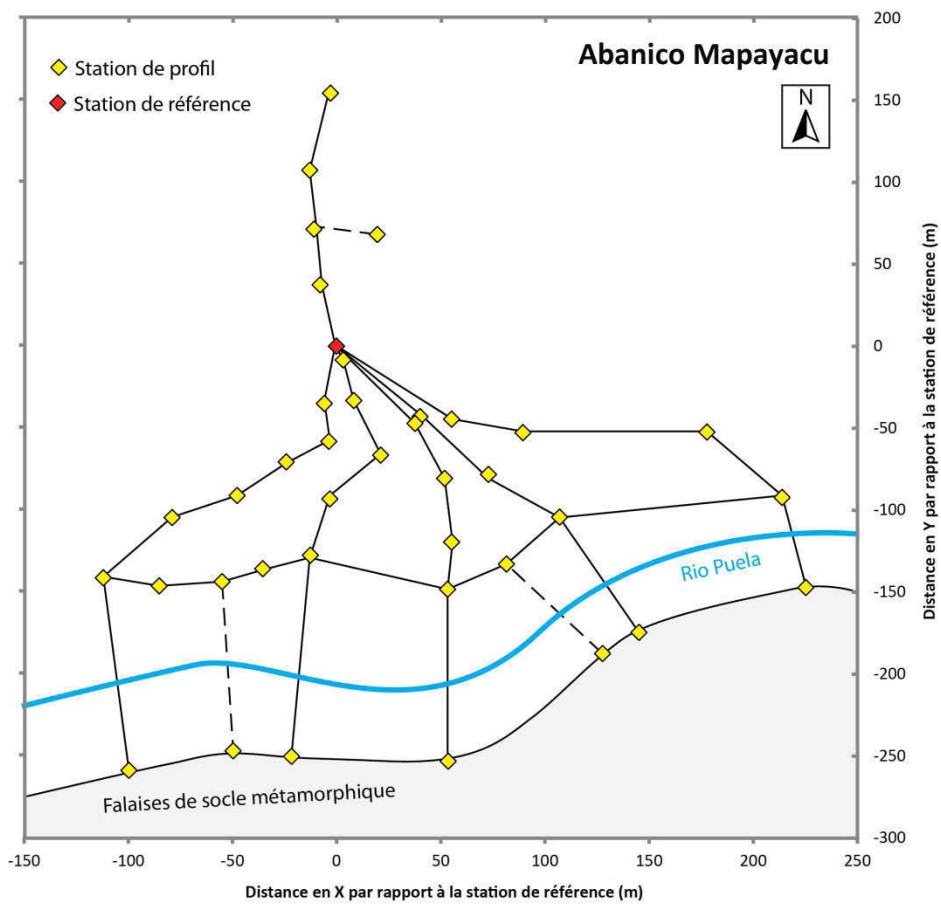
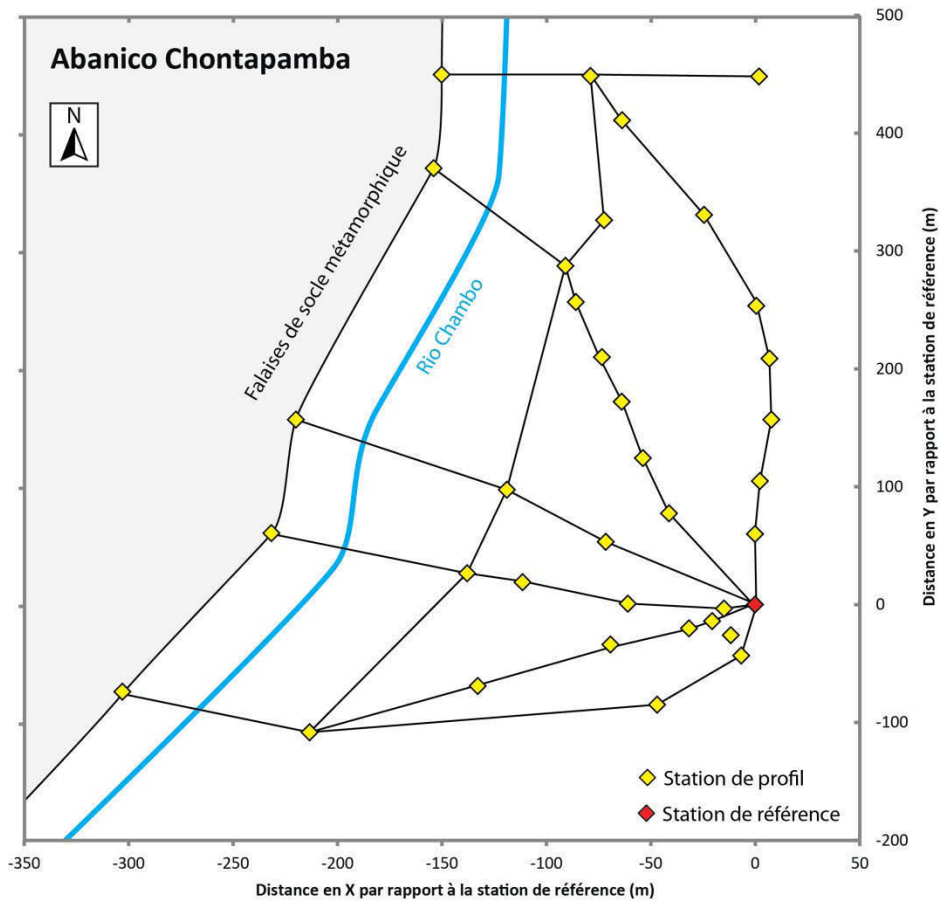


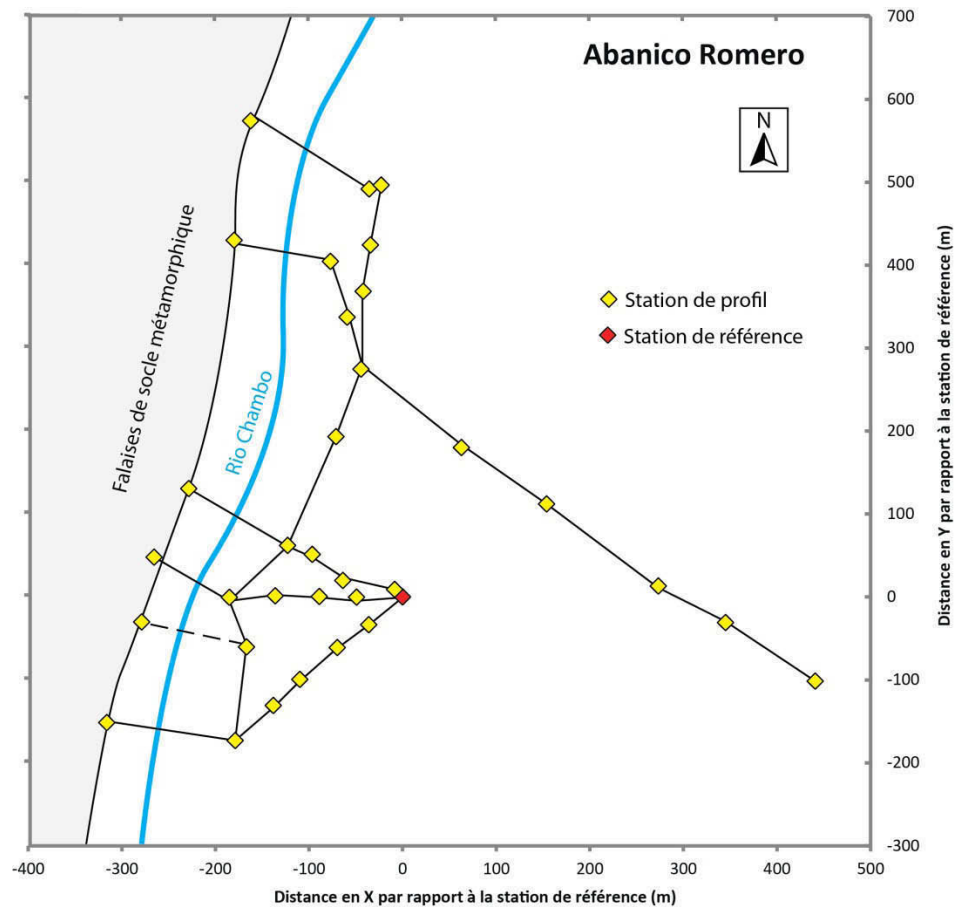
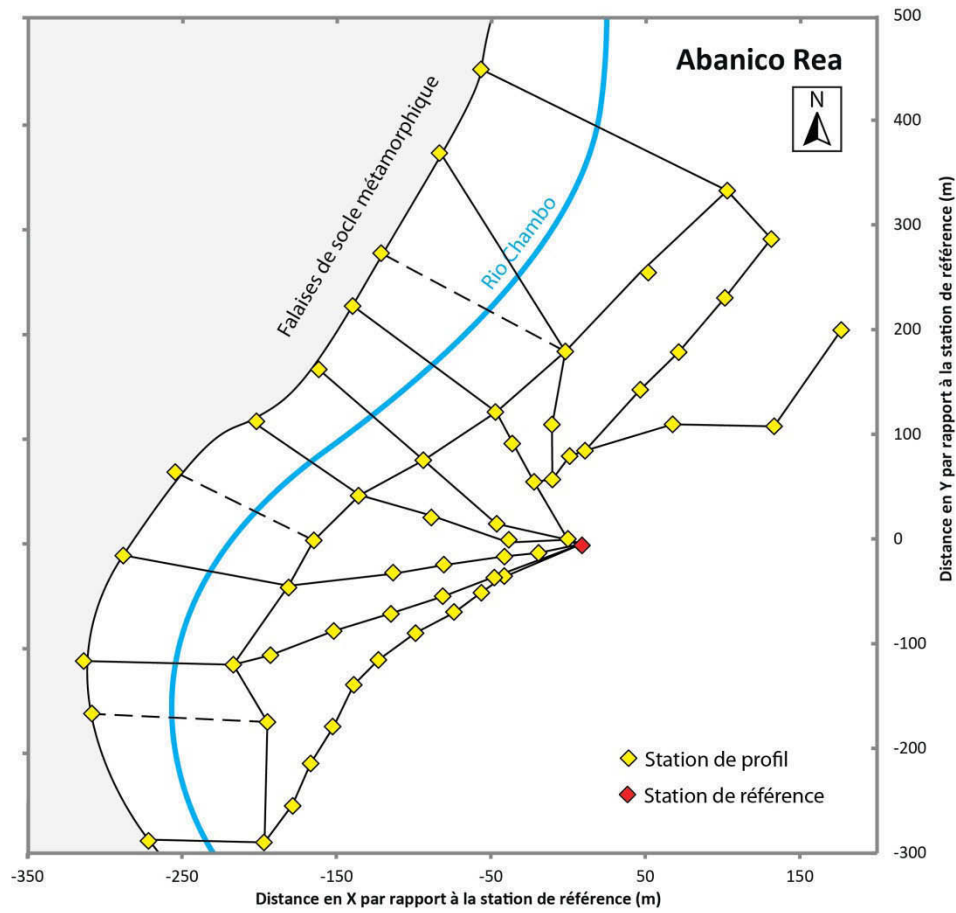




ANNEXE 4

Carte des stations de mesures télémétriques implantées sur les différents éventails de dépôts pyroclastiques étudiés.





ANNEXE 5

Composition simplifiée et éléments principaux d'un fichier source du code VolcFlow développé au Laboratoire Magmas et Volcans par K. Kelfoun (voir Kelfoun et Druitt, 2005 et *Chapitre 3*).

```

===== FICHIER SOURCE =====
===== PARAMETRES TOPOGRAPHIQUES =====
% Pas d'espace en x et y (m)
dx_horiz = 5;
dy_horiz = 5;

% _____ Topographie REELLE de la ravine de JUIVE extraite du MNT lidar _____ %
load topo.mat;
x = X*dx_horiz; % Définition des points en x
z = figlpr(Z); % Définition des points en z

% _____ Formulation MATHÉMATIQUE de la ravine de JUIVE dérivée du MNT lidar _____ %
% x = 0*dx_horiz:1405*dx_horiz;
% z = 4500 * exp(-x./5000)+1000;
% z(2501:end)=z(2500);

% _____ Conditions aux limites _____ %

z(2,:)=z(1,:);
z(3,:)=z(1,:);

[mrow, ncol]=size(z);

===== DÉFINITION de la BANDE ÉRODABLE =====
% L'épaisseur de la bande érodable dépend de la stabilité de matériaux
% granulaires accumulés sur le flanc du volcan.

load('bande_eros_1m.mat'); % charge une bande érodable

% _____ Conditions aux limites _____ %

herod(2,:)=herod(1,:);
herod(3,:)=herod(1,:);

herod(herod-0)=0;

===== PARAMETRES SIMULATION et RHEOLOGIE des ECOULEMENTS =====
% _____ Paramètres de temps _____ %
dt=0.015; % Pas de temps pour le calcul (s)
dtplot = 5; % Pas de temps pour la représentation (s)
dtmin = 0.01;
dtmax = 0.5;
tmax = 1000; % Temps total de la simulation (s)

% _____ Paramètres rhéologiques et physiques _____ %
g=9.81; % Accélération de la pesanteur (m.s-2)

coef_u2 = 0; % Pour rhéologies + terme dépendant de la vitesse
viscosity = 0; % Rhéologie visqueuse (Pa.s)
cohesion = 5000; % Rhéologie plastique (Pa)
delta_int = 0/180*pi; % Rhéologie Coulomb, 2 angles de frottement (rad)
delta_bed = 0/180*pi; % Rhéologie Coulomb, 1 angle de frottement (rad)

rho = 1300; % Masse volumique des particules (kg.m-3)

===== REPRESENTATION des SIMULATIONS =====
% _____ Architecture de la fenêtre REPRESENTATION _____ %

% Représentation de la topographie sans exagération. %
%representation = 'cla; plot(x,zini(2,:)+z(2,:)-zini(2,:)+h(2,:), 'r'); hold on; plot(x,zini(2,:)+z(2,:)-zini(2,:)+h(2,:), 'k'); plot(x,zini(2,:)+z(2,:)-zini(2,:)+h(2,:), 'b'); plot(x,zini(2,:), '-g'); ylim([0 5500]); text(6000, 4500,num2str(t));

% Représentation de la topographie à plat (projection). %
representation = 'cla; plot(h(2,:)); hold on; plot(-herodini(2,:),'r'); plot(-herod(2,:),'-k');

% _____ Données sauvegardées _____ %

f_zavi = 'tunqu_3.avi';
f_data = 'tunqu_3.dat';

===== SOURCE et ALIMENTATION =====
% Les caractéristiques de la source est définie dans le fichier 'alim'. %
source = 'alim';

% _____ Temps d'alimentation, vitesse et volumes initiaux _____ %
tallim=10; % Temps pendant lequel les écoulements sont alimentés (s)
Volume= 100000*3; % Volume initial des écoulements (m3)

bound_cond = h(2,:)+h(2,2); h(2,3)+h(2,2); z(1,:)=z(2,:); z(3,:)=z(2,:); Vol=(Vol*(sum(hini)*5)); t; min(Volume, Volume*t/allim) );
Vol=[0;0;0];

% _____ Réajustement des grilles en fonction des paramètres choisis _____ %

h=2*0; % Définition de h;
h[uerste = h;
h[uerste(, 110:130)=1; % Localisation (colonnes) de la zone d'alim

indCx = [];
indCy = [];

% vitesses initiales
u_xx = z(1:nrow, 1:ncol-1)*0;
u_xy = z(1:nrow, 1:ncol-1)*0;
u_yy = z(1:nrow-1, 1:ncol)*0;
u_zz = z(1:nrow-1, 1:ncol)*0;

===== EROSION et SEDIMENTATION =====
tstep_adjust = 1; % Pas de temps se réajuste automatiquement
CFLcond=0.75; % Empêche la vitesse d'être plus grande que dx/dt
% pour pas que l'écoulement ne saute une maille
doubleUpwind = 0; % Méthode de calcul de VolFlow

saved_var = {'h','umx','umy'}; % Variables sauveées par le calcul

zchange=1; % Recalcule les pentes à chaque pas de temps
% nécessaire car la topographie change avec l'érosion)
E = 1; % Rapport Vol perdu par le sol / Vol gagné par l'écoulement)

sedimentation = '';
erosion = 'equations_erosion'; % Cf. fichier

zerod = z; % Initialisation variables zerod et zini de "equations érosion"
zini = z;
herodini=herod;

```

Définition du pas en x et y

Chargement de la topographie:
- réelle (issue du MNT) ou
- fonction mathématique (dérivée du MNT)

Charge un fichier où l'épaisseur h_{erod} de la bande érodable est recalculée de manière à être stable sur un angle de pente α donné

Spécifie le pas de temps, à la fois pour le calcul et pour la représentation graphique

Détermine la rhéologie des écoulements et fixe la valeur des paramètres rhéologiques

Fixe la masse volumique de l'écoulement

Détermine l'architecture de la représentation (grandeur représentée, tracé de la topographie)

Enregistre le film de la simulation

Détermine les conditions d'alimentation des écoulements (volume, temps d'alimentation, localisation de la source, vitesse initiale)

Appelle le fichier qui porte les équations d'érosion

Autorise le code à recalculer une nouvelle altitude après érodion (changement en z)

ANNEXE 6

Contenu simplifié et éléments principaux du fichier d'érosion écrit dans le cadre de cette thèse et inséré au code VolcFlow

```

=====PARAMETRES des PARTICULES de la BANDE ERODABLE=====
r = 0.1; % (m) Rayon moyen des particules à éroder
diam = 2*r; % (m) Diamètre de la particule à éroder
Sf = 4.*r.^2; % (m2) Surface de la particule subissant l'action de
% l'écoulement
rho_p = 2000; % (kg-m3) Masse volumique de la particule à éroder
g = 9.81; % (m.s-2) Accélération de la pesanteur
phi = 30; % (°) Angle de friction interne de la couche érodable
C = 0; % (Pa) Cohésion de la couche érodable

```

Paramètres physiques de la couche érodable et des particules qui la composent

```

=====PARAMETRES de l'ECOLEMENT=====
V = abs(ux); % (m.s) Vitesse de l'écoulement (ux est la variable de
% vitesse issue du code principal)
alpha = h2*0; % Initialisation de la variable alpha
% (pente topographique)
alpha(2,rand(1) < slopecat2_bend) = slopecat2_tand(1)/2.*180/pi;
% (°) Valeur de la pente topographique au niveau d'une
% cellule donnée
phi_max = 31; % (°) Angle de friction basal maximal d'un écoulement
% ayant une rhéologie plastique

```

Paramètres de l'écoulement (issus du code principal)
Définition de la valeur de l'angle de friction basal apparent maximum

```

=====PRISE en COMPTE de la RHEOLOGIE de l'ECOLEMENT=====

```

Prise en compte de la rhéologie des écoulements

```

% Si rhéologie Plastique
%
if cohesion > 0
    T0 = cohesion*tan(phi/2); % (Pa)
    % T0 = Constant retarding stress
    Tf = g*rho*h2*cos(alpha/180*pi)*tan(phi_max/180*pi); % (Pa)
    % Cisaillement frictionnel qu'aurait l'écoulement avec l'angle de
    % friction phi_max
    T0 = min(T0, Tf); % (Pa)
    % Dans le cas où l'écoulement est trop fin, il ne peut pas atteindre le
    % seuil plastique car cela impliquerait des angles de friction basal
    % égarés bien trop élevés (> phi_max).
    Poids = 4./3.*pi.*r.^3.*rho_p.*g.*sin(alpha/180*pi); % (N)
    % Expression de la composante motrice du poids de la particule
    Resistance = (rho_h2.*((rho_p.*4./3.*pi.*r.^3)/3)/3)*g.*cos(alpha/180
    % pi).*tan(phi/180*pi)*SE; % (N)
    % Expression des forces résistances
    T = T0*SE; % (N)
    % Expression de la force de cisaillement en comportement plastique
end

```

Expression des forces externes qui s'appliquent à une particule de la couche érodable avec un écoulement possédant une rhéologie plastique- ϕ_{max}

```

% Si rhéologie Coulomb
%
if delta_bend > 0
    Poids = 4./3.*pi.*r.^3.*rho_p.*g.*sin(alpha/180*pi); % (N)
    % Expression de la composante motrice du poids de la particule
    Resistance = (rho_h2.*((rho_p.*4./3.*pi.*r.^3)/3)/3)*g.*cos(alpha/180
    % pi).*tan(phi/180*pi)*SE; % (N)
    % Expression des forces résistances
    T = g*rho_h2.*cos(alpha/180*pi)*tan(delta_bend/180*pi)*SE; % (N)
    % Expression de la force de cisaillement en comportement Coulomb
end
% Sécurité : casse le programme si delta_bend et cohesion sont activés ensemble
if cohesion > 0 && delta_bend > 0
    warn('Ces non pris en considération');
    break;
end

```

Expression des forces externes qui s'appliquent à une particule de la couche érodable avec un écoulement possédant une rhéologie Coulomb

```

=====EQUATIONS d'EROSION=====

```

Equations d'érosion

```

% Temps pour éroder une particule constamment accélérée.
%
% ==> t1
%
t1 = sqrt((2.*r.*V/(g.*sin(alpha/180*pi).*r.^3)).*(max(0, Poids + T - Resistance)));
% Equation de la forme "sqrt(4*r*m/(somme des forces))"
%
if Poids + T - Resistance < C*SF; % (s)
    % Si la cohésion de la couche est supérieure à la somme des forces, le
    % temps pour éroder une particule est infini (pas d'érosion)
else
    t1 = 0; % (s)
    % Si la vitesse de l'écoulement est nulle, la particule atteint sa vitesse
    % immédiatement
end

```

Calcul du temps t_1 nécessaire pour éroder une particule dans le cas où celle-ci est accélérée de manière continue (voir équation 3.28)

```

% Temps que met une particule pour atteindre la vitesse de l'écoulement.
%
% ==> tv
%
tv = (((rho_p.*4./3.*pi.*r.^3)/V).*(max(0, Poids + T - Resistance))); % (s)
% Equation de la forme "m*V/(somme des forces)"
%
if Poids + T - Resistance < C*SF; % (s)
    % Si la cohésion de la couche est supérieure à la somme des forces, le
    % temps pour éroder une particule est infini (pas d'érosion)
else
    tv = 0; % (s)
    % Si la vitesse de l'écoulement est nulle, la particule atteint sa vitesse
    % immédiatement
end

```

Calcul du temps t_v que met une particule pour atteindre la vitesse de l'écoulement sans être érodée (voir équation 3.29)

```

% Distance parcourue par la particule pendant tv.
%
% ==> d
%
d = (tv.^2.*max(0, Poids + T - Resistance))/((2.*4./3.*pi.*r.^3)/rho_p);
% Equation de la forme "1/2*(somme des forces)*t^2"
%
if Poids + T - Resistance < C*SF; % (m)
    % Si la cohésion de la couche est supérieure à la somme des forces, la
    % particule n'est pas déplacée
else
    d = V.*tv; % (m)
    % Si la vitesse de l'écoulement est nulle, la distance parcourue est nulle
end

```

Calcul de la distance D_v parcourue par la particule avant d'atteindre la vitesse de l'écoulement (voir équation 3.30)

```

% TEMPS TOTAL pour éroder une particule.
%
% ==> terod
%
% Deux cas sont possibles :
% 1) La particule est érodée pendant son accélération
% ==> terod = t1
% 2) La particule atteint la vitesse de l'écoulement sans avoir été érodée
% (d < diam) et doit voyager un certain temps à la vitesse de l'écoulement
% avant d'être érodée.
% ==> terod = tv + t(Ved)
%
if t1 < tv
    % Cas n°1
else
    % Cas n°2
    if diam < d
        % Sécurité
        warn('problème de diamètre');
        break;
    end
    terod = t1; % (s)
    % Pour être sûr que l'on a considéré le bon cas
    terod(d < diam) = t1 + (d - diam)/V;
end

```

Calcul du temps total t_{er} nécessaire pour éroder une particule selon les cas (voir équations 3.31 et 3.32)

```

% Calcul du TAUX d'EROSION
%
% Impact sur l'épaisseur de la couche érodable et sur l'altitude topo.
%
% ==> herod
%
herod = diam./terod; % (m.s-1) Calcul de la vitesse d'érosion
dhi = min(herod, varod.*dt); % (m) Variation d'épaisseur de la couche
% érodable (érosion)
h2 = h2 + dhi;
z = z - dhi.*E; % Calcul de la nouvelle altitude après érosion,
% le paramètre E permet de fixer la proportion de matériel érodé qui
% participe à la perte d'altitude
herod = herod - dhi.*E; % (m) Calcul de la nouvelle épaisseur de la
% couche érodable
herod(herod < 0) = 0;

```

Calcul du taux d'érosion E représentant un taux de creusement de la couche affouillable (voir équation 3.33)

ANNEXE 7

Supplementary Electronic Material

*Related to the article “Pyroclastic flow erosion and bulking processes:
comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador”
(Bernard et al, 2014 – Bull. Volc.).*

- **Image acquisition**

Images of the deposits were captured at right angles to the outcrop surface with a 12 Mpx digital camera. Several images were obtained using different zoom magnifications on a same site to capture grain shape and componentry on a large size range (~50 cm to ~0.2 cm). A 45 x 45 cm graduate square was used for scale on each image, and allowed us to check for distortion effects (Figure 2 of the main text).

- **Detailed protocol**

Our image analysis protocol comprised 3 steps including masking, segmentation and object recognition. Exclusion masks are defined on each image to ensure that 1) a single clast is not counted twice on two images of the same part of an outcrop captured at different magnification, and 2) possible optical distortion near the edges and corners of the images are discarded (correction of the such distortion is performed in *Sarocchi et al., 2011*). The high resolution images are then segmented to obtain discrete representative clast populations according to their lithological origin. Current automated recognition softwares (e.g. *van der Berg et al., 2002* for thin sections) are unable to perform accurate object recognition of images from natural outcrops because of uneven brightness, low color contrasts and overlapping object contacts (*Jutzeler et al., 2012*). For this reason, we manually isolated on the computer screen all recognizable clasts using PhotoshopTM CS5 software suite. Discarding all objects smaller than 20 pixels in diameter (which corresponds to an error on the area of less than 1% in the case that one pixel of the object is misrepresented, *cf. Shea et al., 2010*), our protocol yields object populations in the range of 1000-3400 clasts per sample.

- **Stereological conversions**

The digital sampling protocol based on acquisition and treatment of images of thin sections, rock cuts and sedimentary deposits is a powerful geoscientific tool (e.g. vesicle and crystal size distributions: *Shea et al., 2010*; clast-fiamme shape and size distributions: *Jutzeler et al., 2012*; optical granulometry: *Sarocchi et al., 2011*; and references therein). The segmented images obtained above yield a two dimensional (2D) information on three dimensional (3D) objects. Extraction of 2D data (circle equivalent area and diameter) of each clast is conducted with SPO (Shape Preferred Orientation) image analysis software (*Launeau and Robin, 1996*). The scaling tool (Figure 2) is then used to standardize clasts parameters of all images of a same digital sample by converting pixel sizes into centimeters. To convert 2D to 3D information we performed a stereological correction based on the mathematical approach of *Sahagian and Proussevitch, (1998, and references therein)* implemented by *Shea et al (2010)*, and illustrated in Figure 3. The geometrical bin size of *Sahagian*

and Prousevitich (1998), in which each size bins is $10^{-0.1}$ time smaller than the previous one, is used between 0.05 and 62.95 cm.

The clasts whose apparent diameter occurs in a size bin i are automatically counted to determine the object number density per unit area N_{Ai} (cm^{-2} , Figure 3). The whole dataset of a given digital sample is merged applying the magnification cutoff technique of “minimized ΔN_A ” solution of *Shea et al., 2010* (Figure 3). Detailed stereology unfolding equations used in this study assume spherical particles. For a given digital sample, the number density N_{Vi} of spherical objects of size i per unit volume is obtained by correcting the whole merged N_{Ai} value extracted from 2D data with 1) the probability of intersection P_i of a sphere through its maximum diameter in a bin of given size and 2) the mean projected height (\bar{H}') of *Underwood (1970)*, which corresponds to the characteristic diameter of each bin (*Sahagian and Prousevitich, 1998; Shea et al., 2010*). The volume fraction Vf_i of a clast population of size i in a given bin is expressed by multiplying N_{Vi} by the volume of a single equivalent sphere of the considered bin. Our large set of high resolution images allows us for each digital sample to extract large clast populations (in this study, > 30 objects) on an extended size range (as recommended by *Shea et al., 2012*). Each image includes areas, called here “digital background” where fragments are too small to be identified in the componentry analyses. The obtained Vf_i values given as a function of the geometrical binning are converted to 3D grain size on phi-scale ($\phi = -\log_2(d)$, *Krumbein (1938)* where d is the clast diameter (in mm).

- **Componentry and conduit-derived correction**

Deciphering the control of erosion on PDC dynamics requires estimating the amount of juvenile (essential) and non-juvenile (accessory and accidental) material in the deposits. Based on the identification keys detailed in the main text body, a componentry nature (i.e. juvenile vs. non-juvenile) is assigned to all outlined clasts during the segmentation step. 2D componentry ratios are reconstructed for each sample (Figure 3) and converted to 3D data using the stereological unfolding application. Please, see the main text for the description of clast’s nature.

Moreover, our data are corrected from conduit-derived non-juvenile fragments using componentry analysis performed by *Eychenne et al (2013)* on tephra fall deposits from the same 2006 eruption. Our mass balance results isolate thus only the non-juvenile fraction in the 2006 PDC deposits which derives from the eroded substratum.

- **Mass conversion**

For a given 0.5ϕ interval, the mass of each componentry sub-classes (*cf.* section 3 above) is obtained by multiplying its volume fraction (obtained from the stereological suite) by its specific density values. Here, we used the density values measured on the coarsest fall particles of the same 2006

Tungurahua eruption by *Eychenne and Le Pennec (2012)* which are: 1) for juvenile products, 1.7 g.cm^{-3} for scoriaceous andesite and 2.6 g.cm^{-3} for blocky andesite, 2) for non-juvenile products, 2.7 g.cm^{-3} for old lavas, 2.5 g.cm^{-3} for oxidized material and 1.0 g.cm^{-3} for pumices.

The mass fraction corresponding to the whole recognized part of the digital sample is calculated by summing the mass fraction obtained at each 0.5ϕ interval. The digital background fraction is used to take into account the mass proportions of the fine un-recognized fraction of the deposit, assuming that juvenile and non-juvenile volume and mass proportions in the digital background are similar to those in the smallest recognized phi class of the sample (usually -1ϕ). *Hall et al. (2013)* found that the fine-grained fraction of the 2006 Tungurahua PDCs (<2 mm and called matrix) can contain 5-10 vol. % lithic clasts, which is consistent with the conversion assumptions made here for the digital background composition.

- **References**

- Jutzeler M, Proussevitch AA, Allen SR (2012) Grain-size distribution of volcanoclastic rocks 1: A new technique based on functional stereology. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 239-240:1-11
- Krumbein, W.C., 1938. Size frequency distributions of sediments and the normal phi curve. *Journal of Sedimentary Research*, 8(3): 84-90.
- Underwood EE (1970) *Quantitative stereology*. Addison-Wesley Publishing CO, Reading, Mass. 274 pp.
- van den Berg EH, Meesters AGCA, Kenter JAM, Schlager W (2002) Automated separation of touching grains in digital images of thin sections. *Computers & Geosciences* 28(2):179-190