



HAL
open science

Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable : introduction aux suspensions en géologie et en physique

B. Ildefonse, C. Allain, Philippe Coussot

► To cite this version:

B. Ildefonse, C. Allain, Philippe Coussot. Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable : introduction aux suspensions en géologie et en physique. Cemagref Editions, pp.254, 1997, 2-85362-485-4. hal-02576088

HAL Id: hal-02576088

<https://hal.inrae.fr/hal-02576088>

Submitted on 19 Apr 2023

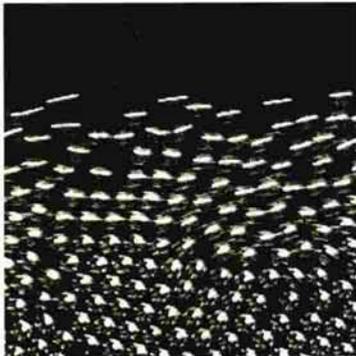
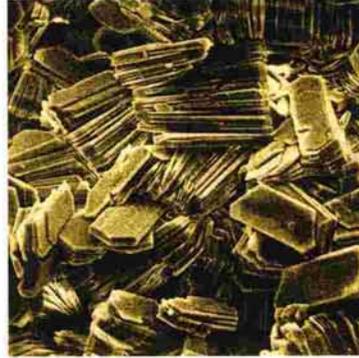
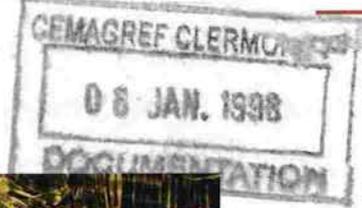
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

PUB00002885

Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable

Introduction aux suspensions en géologie et en physique



B. ILDEFONSE

C. ALLAIN

P. COUSSOT

EMA GNA 27

Cemagref
EDITIONS

Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable

Introduction aux suspensions en géologie et en physique

Benoît ILDEFONSE Catherine ALLAIN Philippe COUSSOT

Remerciements

Nous nous sommes attachés à faire relire chaque chapitre par des collègues spécialistes et non-spécialistes de la discipline traitée, afin d'assurer un niveau de lecture optimal pour tous les chercheurs et étudiants concernés par ce livre, qu'ils soient géologues, mécaniciens, physiciens...

Emmanuel Ball, Roger Bayer, Jean-Luc Bouchez, François Boudier, Jean-Claude Bousquet, Renaud Caby, Bernard Célérier, Françoise Chevoir, Tim Druitt, Pierre Evesque, Jean-Pierre Hulin, Pierre Sabaté, Christian Teyssier, Andrea Tommasi et Alain Vauchez ont bien voulu nous aider dans cette tâche. Qu'ils en soient ici remerciés.

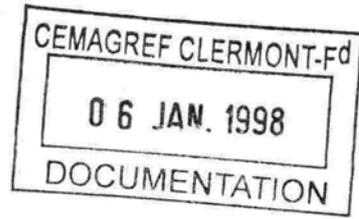
Nous remercions par ailleurs le Cemagref qui a bien voulu nous faire confiance et éditer cet ouvrage.

Benoît ILDEFONSE
Catherine ALLAIN
Philippe COUSSOT

Photos de couverture :

en haut à gauche, litage magmatique dans les gabbros du Skaergaard, Groenland, Ph.© Adolphe Nicolas ; *en haut à droite*, kaolinites (particules d'argiles) observées par microscopie électronique, Ph.© Schlumberger-Dowell ; *en bas à gauche*, écoulement de surface de billes dans un tambour en rotation, Ph.© Jean Rajchenbach ; *en bas à droite*, avalanche de neige en aérosol, Ph.© Pierre Dupont, document ANENA.

Des grands écoulements naturels à la dynamique du tas de sable - Introduction aux suspensions en géologie et en physique. Coordination : C. Allain, P. Coussot, B. Ildefonse, © Cemagref 1997, 1^{ère} édition. ISBN 2-85362-485-4. Dépôt légal 4^e trimestre 1997. Coordination de l'édition : J. Baudel. Maquette de couverture : E. Duchateau. Impression et façonnage : Atelier Dicova, Parc de Tourvoie, BP 22, 92162 Antony Cedex. Vente par correspondance : Publi-Trans, BP 22, 91167 Longjumeau Cedex, tél. 01 69 10 85 85. Diffusion aux libraires : TEC et DOC, 14 rue de Provigny, 94236 Cachan Cedex, tél. 01 47 40 67 00. Prix : 220 F TTC.



*Cet ouvrage est dédié à la mémoire de Jean-Michel Caron,
qui m'a toujours poussé à aller voir ailleurs...*

Benoît Ildefonse

Table des matières

Introduction	11
Résumés	15
Abstracts	19
Chapitre 1. Structures et propriétés rhéologiques des magmas	23
1.1. Introduction	23
1.2. Rhéologie des magmas	23
1.3. Rhéologie et structures	28
1.3.1. Quelques exemples	28
1.3.2. Bi-magmatisme (mélange de deux magmas chimiquement contrastés)	32
1.4. Conclusion	34
1.5. Références	34
Chapitre 2. Ecoulement magmatique dans les gabbros et problème des chambres magmatiques sous les dorsales océaniques	37
2.1. Introduction	37
2.2. Structures et dynamique des gabbros ophiolitiques	41
2.3. Ecoulement en suspension pour de faibles fractions liquides	43
2.3.1. Effet géométrique des fabriques de formes	43
2.3.2. Mécanisme d'accommodation dans les gabbros	45
2.4. Rhéologie d'une suspension gabbroïque hyper-dense	45
2.5. Conclusion	47
2.6. Références	47
Chapitre 3. Les écoulements pyroclastiques et les avalanches de débris en domaine volcanique	51
3.1. Introduction	51
3.2. L'activité volcanique : produits et mécanismes	51
3.2.1. Les explosions volcaniques et leurs produits	51
3.2.2. Les écoulements gravitaires en domaine volcanique	52
3.3. Les écoulements pyroclastiques denses	54
3.3.1. Origine des écoulements	54
3.3.2. Caractéristiques des dépôts	54
3.3.3. Mécanismes d'écoulements et de dépôt	57
3.4. Les déferlantes	60
3.4.1. Les différents types de déferlantes	60
3.4.2. Caractéristiques des dépôts	60
3.4.3. Mécanismes d'écoulement et de dépôt	61
3.5. Les avalanches de débris volcaniques	63
3.5.1. Définition et origine	63
3.5.2. Caractéristiques des dépôts	63
3.5.3. Mécanismes d'écoulement et de dépôt	64

3.6. Unité et diversité des écoulements gravitaires en domaine volcanique	66
3.7. Conclusions	68
3.8. Références	68
Chapitre 4. Les laves torrentielles	71
4.1. Introduction	71
4.2. Caractéristiques des laves torrentielles	72
4.2.1. Caractéristiques des écoulements	72
4.2.2. Déclenchement des laves torrentielles	76
4.2.3. Caractères distinctifs des laves torrentielles par rapport aux autres phénomènes torrentiels et aux mouvements de terrain	77
4.3. Rhéologie des laves torrentielles	79
4.3.1. Le modèle viscoplastique	79
4.3.2. Le modèle "granulaire"	82
4.3.3. Discussion	83
4.4. Références	85
Chapitre 5. Les avalanches	89
5.1. Introduction	89
5.1.1. Nature des problèmes rencontrés	89
5.1.2. Définition et classification des avalanches	90
5.2. Quelques caractéristiques des avalanches	90
5.2.1. Nature du matériau mobilisé	90
5.2.2. Caractéristiques de l'écoulement	92
5.3. Modélisation des avalanches	97
5.3.1. Les modèles mathématiques	97
5.3.2. La modélisation sur maquette	97
5.3.3. Les modèles empiriques	98
5.3.4. Les modèles physiques	100
5.3.5. Les modèles symboliques	101
5.4. Conclusion	102
5.5. Références	102
Chapitre 6. Transport solide par charriage torrentiel	105
6.1. Introduction	105
6.2. Description du phénomène de transport solide torrentiel	105
6.2.1. Le contexte torrentiel	105
6.2.2. Description des écoulements torrentiels	107
6.3. Modes de transport solide	110
6.4. Les effets du transport solide	111
6.4.1. Du point de vue de l'hydraulique	111
6.4.2. Du point de vue du risque torrentiel	112
6.5. Les formules de transport solide par charriage	113
6.5.1. Contrainte de cisaillement ; contrainte critique	114
6.5.2. Formule de Meyer-Peter (1948)	115
6.5.3. Formule de Smart et Jaeggi (1983)	115
6.5.4. Formule de Rickenmann (1990)	116

6.5.5. Formule de Lefort (1991)	117
6.5.6. Considérations générales	117
6.6. Perspectives : travaux récents et à entreprendre	118
6.6.1. Domaine d'application des formules de transport solide	118
6.6.2. Tri granulométrique	119
6.6.3. Microstructure du charriage torrentiel	119
6.6.4. Modèle numérique d'évolution d'un lit torrentiel	120
6.7. Conclusion	121
6.8. Références	121
Chapitre 7. Rhéologie et structure des suspensions concentrées, aspects généraux	123
7.1. Concepts rhéologiques de base	124
7.2. Modèles classiques pour la viscosité non-newtonienne	127
7.2.1. Les modèles théoriques	127
7.2.2. Les relations empiriques	128
7.2.3. Les modèles "structurels"	128
7.3. L'analyse dimensionnelle	131
7.4. Propriétés générales des écoulements stationnaires	132
7.4.1. Courbes maîtresses à $\phi = Cte$	132
7.4.2. Viscosités limites à faible et fort cisaillements	133
7.4.3. Extension du modèle de sphères dures	136
7.4.4. Cinétique de structure et comportement non-newtonien	138
7.4.5. Prédiction des comportements pseudo-plastique, plastique, dilatant	139
7.5. Remarques finales	141
7.6. Références	142
Chapitre 8. Sédimentation de particules macroscopiques	145
8.1. Introduction	145
8.2. Particules macroscopiques-particules colloïdales	146
8.3. Une particule isolée	147
8.4. Une suspension de particules	150
8.5. Dispersion hydrodynamique	153
8.6. Techniques expérimentales	154
8.7. Conclusion	155
8.8. Références	155
Chapitre 9. Sédimentation et agrégation dans les suspensions colloïdales	157
9.1. Les colloïdes	157
9.2. Les phénomènes d'agrégation irréversible	159
9.2.1. Géométrie fractale des agrégats formés	161
9.2.2. Cinétique de croissance	162
9.3. L'effet de la gravité : couplage agrégation-sédimentation	162
9.3.1. Les différents régimes	163
9.3.2. Dynamique de la séparation	166
9.4. Conclusion	168

9.5. Références	168
Chapitre 10. Physico-chimie et rhéologie des mélanges argile-eau	169
10.1. Introduction	169
10.2. Minéralogie	169
10.3. L'organisation des mélanges argile-eau	173
10.3.1. Le régime dilué	173
10.3.2. Le régime semi-dilué	174
10.3.3. Le régime concentré	178
10.4. Comportement mécanique	178
10.4.1. Généralités	178
10.4.2. Influence de certains paramètres	186
10.5. Conclusion	188
10.6. Références	189
Chapitre 11. Introduction générale aux milieux granulaires	193
11.1. Introduction	193
11.2. Quelques caractéristiques essentielles des milieux granulaires	194
11.3. Propriétés d'écoulement des milieux granulaires	198
11.4. Ségrégation et mélange	199
11.4.1. Ségrégation par écoulement	200
11.4.2. Ségrégation par vibration (noix du Brésil)	201
11.4.3. Ségrégation par "percolation"	202
11.4.4. Ségrégation par cisaillement	202
11.5. Conclusion	203
11.6. Références	203
Chapitre 12. L'hydrodynamique des milieux granulaires	205
12.1 Introduction	205
12.2. Régime des déformations lentes	208
12.2.1. Un exemple d'écoulement lent : la vidange d'un sablier	208
12.2.2. Modèles stochastiques d'écoulements lents	210
12.3. Les écoulements rapides	211
12.3.1. Lois de comportement dans les suspensions concentrées	211
12.3.2. Simulations numériques	213
12.3.3. Modèles d'écoulements collisionnels	214
12.4. Ecoulement par avalanches intermittentes	218
12.4.1. Introduction	218
12.4.2. Résultats expérimentaux concernant les avalanches	220
12.4.3. Problème de la bistabilité	222
12.5. Références	227
Chapitre 13. La mécanique du sable mouillé	231
13.1. Introduction	231
13.2. Rappels introductifs	232
13.2.1. Frottement	232
13.2.2. Frottement et cohésion	233

13.2.3. Plan de Mohr-Coulomb, cercle de Mohr	234
13.2.4. Dilatance	235
13.3. Influence de l'eau	235
13.3.1. Absence de courant	236
13.3.2. Effet d'un courant	236
13.3.3. Equation de continuité	237
13.3.4. Conditions drainées et non drainées	237
13.3.5. Exemples	238
13.4. Les différents types d'essais	239
13.4.1. L'oedomètre	239
13.4.2. L'appareil triaxial	241
13.5. Comportement mécanique d'un milieu granulaire	242
13.5.1. Essais sur sol normalement consolidé	243
13.5.2. Essais sur sol surconsolidé	245
13.6. Discussion sur le comportement spécifique des sables et conclusion	250
13.7. Références	251
Auteurs	253

Introduction

Du 4 au 6 octobre 1995 un atelier a réuni, à la Grande-Motte, une soixantaine de physiciens, de mécaniciens, de géophysiciens et de géologues autour du thème "Structures internes et comportement des suspensions géologiques concentrées". L'idée de cette réunion était née quelques temps auparavant de la rencontre entre deux d'entre nous (B. Ildefonse et P. Coussot) qui s'étaient rendus compte que, bien que s'intéressant à des domaines de la géophysique très éloignés a priori (écoulements magmatiques et coulées de boues), les problèmes auxquels ils étaient confrontés et les outils issus de la physique qu'ils étaient amenés à utiliser n'en étaient pas moins très proches. L'atelier de la Grande-Motte avait pour but d'étendre à un champ beaucoup plus large la confrontation entre chercheurs des différentes communautés s'intéressant aux suspensions concentrées. Ainsi les physiciens et mécaniciens des suspensions et des milieux granulaires allaient pouvoir faire le point des connaissances acquises dans leur domaine et susceptibles d'être utilisées par les géologues. Les géologues et géophysiciens allaient quant à eux pouvoir faire un bilan des problèmes subsistants concernant les suspensions concentrées dans leur domaine. Cet atelier se voulait donc un lieu d'échanges privilégié et inédit entre chercheurs de communautés qui ne se côtoient pas fréquemment.

Dans cette perspective, en plus des communications relatives à des résultats de recherches récentes, de nombreux exposés généraux et pédagogiques ont été présentés. Par ailleurs, compte tenu du caractère interdisciplinaire et des objectifs de cet atelier, nous souhaitons qu'une large place soit laissée à la discussion entre chercheurs à la suite de chaque présentation et à la fin des thèmes généraux. Pour favoriser la compréhension mutuelle en dépit des différences de vocabulaire et de mode de pensée chaque communication était présidée par un spécialiste de la même communauté que le conférencier et par un chercheur de l'autre communauté, qui jouait alors le rôle de candide et de garde-fou. Entre les participants s'est finalement instauré un dialogue sans complexes, que l'on ne rencontre pas dans les congrès plus importants ou centrés sur une seule discipline. Tout ceci, ainsi qu'un climat (...) favorable au huis-clos, a permis de véritables échanges et approfondissements sur de nombreux points, obscurs pour l'une ou l'autre des communautés de chercheurs. A l'issue de cet atelier, une majorité de participants se sont prononcés en faveur de la réalisation d'un ouvrage faisant le point sur ce domaine. Encore une fois, compte tenu de l'interdisciplinarité des thèmes abordés, il ne pouvait s'agir d'un recueil de communications de forme classique, cet ouvrage devait au contraire tenter d'être didactique, général et informatif.

Nous avons déjà insisté sur le fait que le champ couvert est large et il convient d'abord de bien comprendre le lien entre les différents domaines. Nous sommes aidés en cela par les conclusions dégagées lors de la discussion finale de l'atelier. Les géologues ou géophysiciens étudient des phénomènes naturels divers (laves volcaniques, érosion torrentielle, déformations dans les magmas, glissements sous-marins, écoulements pyroclastiques, etc.). Tous ces phénomènes mettent en jeu des

matériaux (magma, sable humide, boue, etc.) qui sont des suspensions concentrées au sens d'un grand nombre de particules solides placées dans un fluide. Tous les chercheurs étudient des mouvements de ces matériaux. Cependant, suivant les motivations scientifiques et les contraintes de chacun, les méthodes de recherche varient. Deux grandes catégories peuvent être distinguées :

- Dans certains cas il est possible d'observer les écoulements au moment où ils se produisent (laves torrentielles, avalanches, laves volcaniques, etc), on peut donc disposer de mesures relatives aux caractéristiques de ces écoulements. Cette possibilité reste cependant marginale, et, par essence, exceptionnelle, et il est de toute façon impossible de reproduire volontairement le phénomène à l'échelle naturelle. Ces phénomènes sont souvent étudiés du fait de leurs conséquences catastrophiques et l'on s'intéresse alors à la structure interne des matériaux et à son influence sur les caractéristiques macroscopiques des matériaux ou des écoulements.

- Dans d'autres cas, les écoulements ne sont pas observables (mouvements des magmas dans la croûte, turbidites, glissements sous-marins, etc.) et l'on doit se contenter d'analyser la configuration finale au terme de ces mouvements. Les chercheurs étudient alors les phénomènes de stratification, de ségrégation, de sédimentation, ou d'orientation au sein du matériau pour n'en citer que quelques-uns. Ils parviennent ainsi à déduire certaines caractéristiques de l'écoulement au moment où il s'est produit. Dans ce cadre l'objectif des recherches consiste le plus souvent à comprendre les mouvements terrestres plutôt qu'à chercher à les contrecarrer.

Sans reprendre en détail les différents types de matériaux concernés, il est clair qu'il s'agit de suspensions complexes formées par le mélange d'un ou plusieurs fluides et de particules solides variant dans une large gamme de taille et de nature. Ceci constitue une différence essentielle avec un grand nombre de travaux réalisés par les physiciens. En effet, ceux-ci étudient des phénomènes physiques et de ce fait doivent être en mesure de caractériser les objets qu'ils utilisent avec un nombre de paramètres le plus faible possible. Il est donc par exemple préférable pour le physicien d'utiliser un mélange de billes de diamètre identique plutôt qu'un sable grossier quoique naturel dont la granulométrie s'étend de quelques microns à quelques centimètres. Les mécaniciens qui étudient le comportement macroscopique d'un milieu donné peuvent quant à eux être amenés à étudier des matériaux naturels, donc complexes. Mais lorsqu'il s'agit de mettre en relation la structure interne et le comportement macroscopique d'un matériau il est préférable de s'intéresser d'abord à des matériaux modèles.

Les géologues et géophysiciens ne peuvent pas utiliser directement la même démarche. Lorsqu'ils veulent analyser de manière fine les phénomènes qu'ils étudient, ils sont en effet de manière générale confrontés à une double difficulté :

- impossibilité de reproduire à volonté le phénomène qu'ils étudient (dans des conditions identiques ;

- le milieu granulaire (ou la suspension) mis en jeu est complexe.

Ils sont donc souvent amenés à utiliser des outils ou des méthodes développés par les physiciens dans des cas bien précis (théorie cinétique, fluide modèle,

turbulence, etc) sans toutefois avoir la certitude que ceux-ci sont applicables aux phénomènes plus complexes qui les concernent. Il semble donc que l'objectif essentiel des futures rencontres entre les différentes communautés devra être de pousser les physiciens et mécaniciens à délimiter au mieux le domaine de validité de leurs résultats vis à vis d'une large gamme de matériaux, en tenant compte des observations des géologues et géophysiciens. Ces derniers devront quant à eux tenter de cerner et simplifier au mieux et de manière acceptable la description physique des phénomènes qu'ils étudient afin de sensibiliser plus directement les physiciens à leurs problèmes. Nous souhaitons que le présent ouvrage constitue un premier pas dans ce sens.

Compte tenu de la diversité des thèmes abordés et de l'imbrication des sujets traités il était difficile d'établir un plan rigoureux reposant sur une séparation en différents domaines scientifiques. Nous avons choisi, dans la première partie de l'ouvrage, de présenter simplement les différents thèmes les uns à la suite des autres en allant des phénomènes naturels chauds, situé en profondeur, et mobilisant de grandes masses de solide, aux phénomènes naturels froids, superficiels et mobilisant de faibles volumes solides. Dans la seconde partie de l'ouvrage, après une introduction générale au comportement des suspensions, on passe en revue le comportement et la structure interne des suspensions en allant des matériaux les plus colloïdaux aux plus granulaires.

Un index général pouvait difficilement être proposé compte tenu de la structure de l'ouvrage et du champ couvert. De façon à permettre au lecteur de parcourir sans encombre et à son propre rythme cet ouvrage nous proposons ci-dessous un tableau récapitulatif des différents domaines traités (par chapitre) et les principaux thèmes abordés au sein de chaque chapitre (par mots-clé). Ainsi le lecteur *a priori* concerné par un domaine bien précis pourra rapidement percevoir dans quel chapitre il peut espérer trouver des problématiques ou des phénomènes similaires abordés par l'une ou l'autre des communautés.

Catherine ALLAIN
Philippe COUSSOT
Benoît ILDEFONSE

Chapitre ----- Mot-clé	Ch. 1	Ch. 2	Ch. 3	Ch. 4	Ch. 5	Ch. 6	Ch. 7	Ch. 8	Ch. 9	Ch. 10	Ch. 11	Ch. 12	Ch. 13
Milieu granulaire			•	•	•	•		•			•	•	•
Colloïde							•		•	•			
Susp. magmatique	•	•					•						
Eau-argile				•					•	•			
Eclt. à surface libre			•	•	•							•	
Bouffées (avalanches)			•	•	•							•	
Charriage						•							
Rhéologie	•	•		•	•		•			•			
Newtonien	•				•		•			•			
Rhéofluidification				•			•			•			
Elasticité							•			•			
Plasticité	•			•	•		•			•			•
Thixotropie							•			•			
Structure interne	•	•							•	•	•	•	•
Sédimentation			•			•		•	•				
Dépôts			•	•	•	•		•	•				
Stratification	•		•			•						•	
Ségrégation	•	•	•			•		•			•		
Dilatance					•						•		•
Transition liq.-sol.	•	•			•				•		•		•
Orientation préférentielle	•	•						•					

Résumés

CHAPITRE 1

Structures et propriétés rhéologiques des magmas

Angel Fernandez, Benoît Ildefonse et Dominique Gasquet

Nous présentons ici quelques repères concernant les viscosités des magmas et les structures qui en résultent. La rhéologie des magmas, qui évolue avec la température et le degré de cristallisation, s'articule autour de deux points importants qui sont 1) l'apparition d'un seuil de contrainte et 2) la connectivité de la phase solide, celle-ci induisant une augmentation de viscosité de plusieurs ordres de grandeur. Après le rappel de ces quelques notions physiques élémentaires, nous présentons un catalogue succinct des principales structures magmatiques et décrivons leurs rapports avec l'évolution des propriétés rhéologiques du magma.

CHAPITRE 2

Écoulement magmatique dans les gabbros et problème des chambres magmatiques sous les dorsales océaniques

Benoît Ildefonse et Adolphe Nicolas

Ce chapitre traite de la structure et de la rhéologie des magmas basaltiques présents dans les chambres magmatiques situées sous les dorsales océaniques. Pour concilier les données géophysiques marines et les études de terrain dans les ophiolites, on doit considérer ces magmas comme des suspensions très concentrées de cristaux dans un liquide basaltique. Les cristaux constituent une phase solide connectée et ne peuvent glisser les uns sur les autres que grâce à leur dissolution locale sous contrainte. La viscosité estimée ($\sim 10^{15}$ Pa.s) est très élevée, caractéristique d'un milieu mécaniquement plus proche d'un solide que d'un liquide magmatique.

CHAPITRE 3

Écoulements pyroclastiques et avalanches de débris en domaine volcanique

Jean-Luc Schneider

Les écoulements granulaires gravitaires volcaniques résultent directement de l'activité éruptive explosive (écoulements pyroclastiques) ou de la déstabilisation des flancs (avalanches de débris). Les écoulements pyroclastiques sont des suspensions concentrées partiellement fluidifiées non turbulentes (écoulements pyroclastiques denses) ou diluées et turbulentes (déferlantes). Les avalanches de débris volcaniques sont des écoulements granulaires concentrés non turbulents très mobiles et rapides. Ces écoulements présentent tous une mobilité remarquable.

CHAPITRE 4

Les laves torrentielles

Philippe Coussot et Maurice Meunier

Les laves torrentielles sont des coulées boueuses et rocailleuses qui surviennent dans le lit des torrents de montagne après de fortes pluies. Ces écoulements se distinguent des autres mouvements de terrain sur forte pente (glissements de terrains, transport solide) par le fait que le matériau constitutif des laves peut en première approximation être considéré comme un fluide visqueux. Deux voies

principales (modèle viscoplastique, modèle de Bagnold) ont été suivies pour modéliser le comportement mécanique des laves suivant la prédominance respectivement de la fraction fine (argileuse) ou de la fraction granulaire.

CHAPITRE 5

Les avalanches

Christophe Ancey et Olivier Marco

Les avalanches sont des écoulements d'une masse de neige sur une pente de montagne consécutifs à une rupture du manteau neigeux. Il est commode de distinguer deux types d'écoulement typiques : (i) l'avalanche en aérosol, qui est un écoulement de particules de glace en suspension dans l'air sous forme d'un aérosol, et (ii) l'avalanche coulante, qui est le déplacement d'une masse de neige le long du sol. La modélisation des avalanches bute contre de nombreux problèmes épineux, ce qui peut expliquer la grande variété des approches développées ces dernières années, dont le présent chapitre tente de dresser un panorama.

CHAPITRE 6

Transport solide par charriage torrentiel

Didier Richard

Le charriage torrentiel est un mode de transport de sédiments que l'on rencontre dans les cours d'eau à fortes pentes. Il présente certaines analogies, mais aussi beaucoup de différences caractéristiques, avec le transport solide par charriage dans les rivières à faible pente. L'établissement de formules, permettant d'évaluer ces transports solides torrentiels intenses, est relativement récente. Ces formules, établies dans le prolongement des formules de transport solide en rivière, comportent encore une marge d'incertitude importante.

CHAPITRE 7

Rhéologie et structure des suspensions concentrées, aspects généraux

Daniel Quemada

Les principes de base de la modélisation rhéologique des dispersions concentrées sont rappelés. Après avoir souligné l'importance de l'analyse dimensionnelle pour identifier les variables pertinentes devant être utilisées dans tout modèle, les différents types de comportement rhéologique, à la fois en régime stationnaire et instationnaire, sont interprétés en termes de changements de structure induits par l'écoulement. L'utilisation du concept de fraction volumique effective des particules (basée sur l'existence d'Unités Structurelles, USs) et des dépendances avec l'écoulement des temps caractérisant la cinétique des USs, complète la modélisation. Différents exemples de comportement sont discutés et comparés aux données expérimentales.

*CHAPITRE 8***Sédimentation de particules macroscopiques**

Robert Blanc

On commence par délimiter le sujet traité dans ce chapitre en explicitant ce que le mot "macroscopique" apporte comme spécificité. On rappelle quelques données relatives à la sédimentation d'objets isolés. On s'intéresse ensuite à la sédimentation d'un ensemble d'objets et on montre comment les interactions hydrodynamiques et le volume fini du récipient contribuent à donner aux objets une vitesse de sédimentation collective différente de celle qu'ils ont lorsqu'ils sont seuls dans le fluide. Cependant, la vitesse instantanée d'une particule présente des fluctuations importantes qui donnent naissance à un phénomène de diffusion, la dispersion hydrodynamique, dont on examine la nature et l'influence. On termine par une brève revue des méthodes expérimentales de mesure de la vitesse de sédimentation.

*CHAPITRE 9***Sédimentation et agrégation dans les suspensions colloïdales**

Catherine Allain et David Senis

Le terme "colloïdal" s'applique en général à des objets dont la taille caractéristique est inférieure au micron. Il en résulte que les particules d'une suspension colloïdale sont sensibles d'une part à l'agitation thermique, d'autre part aux interactions de nature essentiellement dipolaire et électrostatique. Sous certaines conditions, ces interactions peuvent être attractives, conduisant ainsi à un processus d'agrégation des particules. En présence de gravité, agrégation et sédimentation sont fortement couplées, et il apparaît différents types de comportement en fonction de la fraction volumique en particules.

*CHAPITRE 10***Physico-chimie et rhéologie des mélanges argile-eau**

Philippe Coussot et Henri Van Damme

Les particules d'argiles possèdent des caractéristiques particulières : elles sont anisotropes, colloïdales, électriquement chargées et, pour certaines, déformables. Les mélanges eau-argiles sont fondamentalement des suspensions colloïdales dont l'organisation au niveau de la microstructure et le comportement mécanique varient en fonction de nombreux paramètres : type d'argile, concentration solide, concentration en électrolyte, pH, etc. En outre ces mélanges possèdent les propriétés rhéologiques (complexes) des dispersions en général : seuil de contrainte, rhéofluidification, thixotropie, etc.

*CHAPITRE 11***Introduction générale aux milieux granulaires**

Daniel Bideau

Les principales caractéristiques des milieux granulaires sont présentées, avec un regard particulier à celles qui concernent leurs propriétés d'écoulement. On insiste sur leur caractère dissipatif, qui est la cause de l'essentiel des instabilités observées. Les différents régimes d'écoulement sont analysés. Une part importante est laissée à la description des mécanismes de ségrégation, qui constituent un des grands sujets actuels dans ce champ scientifique.

CHAPITRE 12

L'hydrodynamique des milieux granulaires

Jean Rajchenbach

On passe en revue les travaux expérimentaux et les résultats théoriques concernant les écoulements de matériaux granulaires secs. On aborde successivement le régime de déformations lentes, qui est principalement régi par les interactions stériques et les forces de friction, le régime d'écoulement rapide, qui met en jeu les collisions inélastiques, et le régime d'écoulement par avalanches intermittentes.

CHAPITRE 13

La mécanique du sable mouillé

Pierre Evesque et Christophe Lanos

Une modélisation du comportement mécanique des milieux granulaires saturés est proposée. Quelques notions élémentaires (frottement, cohésion...) sont rappelées et les interactions entre l'ossature granulaire du milieu et le fluide interstitiel sont analysées et illustrées. La présentation des différents résultats obtenus dans des conditions expérimentales variées, à l'aide des essais œdométrique et triaxial, sert à la construction progressive d'un modèle de comportement. Ce modèle simple permet de comprendre les relations entre le caractère dilatant-contractant du matériau, l'état initial de l'échantillon et l'évolution de son état de contrainte.

Abstracts

CHAPTER 1

Structures and rheological properties of magmas

Angel Fernandez, Benoît Ildefonse and Dominique Gasquet

We present in this paper a short review of magma viscosity and the resulting structures in magmatic rocks. The rheology of magma changes with temperature and crystallisation; two important factors are 1) the occurrence of a yield stress, and 2) the connectivity of the solid phase. The latter leads to a viscosity rise of several orders of magnitude. After recalling a few relevant physical facts, we present some common magmatic structures and we describe their relationship with the evolution of the magma rheology.

CHAPTER 2

Magmatic flow in gabbros and the problem of oceanic ridge magma chambers

Benoît Ildefonse and Adolphe Nicolas

This chapter deals with the structure and the rheology of basaltic magmas which fill magma chambers below oceanic ridges. To reconcile marine geophysical data and field studies in ophiolites, one must consider these magmas as highly concentrated suspensions of crystals in a basaltic melt. Crystals represent a connected solid phase, and the movement of crystals relative to neighbours is allowed by local pressure solution. The estimate viscosity ($\sim 10^{15}$ Pa.s) is very high, and it is characteristic of a material which is mechanically closer to a solid than to a magmatic melt.

CHAPTER 3

Volcanic pyroclastic flows and debris avalanches

Jean-Luc Schneider

Volcanic flows of granular masses are driven by gravity and directly result from explosive activity (pyroclastic flows) or slope instabilities (debris avalanches). Pyroclastic flows are either non-turbulent partially fluidized concentrated suspensions (dense pyroclastic flows) or more dilute and highly turbulent flows (surges). Volcanic debris avalanches are non-turbulent concentrated granular masses flowing on slopes. All these flows are highly mobile.

CHAPTER 4

Debris flows

Philippe Coussot and Maurice Meunier

Debris flows are mixtures of water, clay, sand and rocks which flow in mountain streams after heavy rains. Debris flows differ from other mass movements on steep slopes (landslides, solid transport) because, as a first approximate, their material can be considered as a viscous fluid. Two methods (viscoplastic or Bagnold models) have been used for modelling debris flow behaviour depending on the dominant material type within the fluid, that is, respectively, clay fraction or grains.

CHAPTER 5

The avalanches

Christophe Ancey and Olivier Marco

Avalanches are snow flows on mountain slopes due to the breakdown of the snow cover. It is very practical to distinguish two typical avalanche flows: (i) airborne avalanche, which is the flow of a ice particles/air suspension in the form of an aerosol, (ii) flowing avalanche, which is the motion of a snow mass along the ground. Modelling avalanches addresses a great range of varied problems; this can explain the great variety of models, which have been proposed during these last few years. This chapter tries to summarise the main features of these approaches.

CHAPTER 6

Solid transport in torrential bedload

Didier Richard

Torrential bedload is a sediment transport mode occurring in steeply sloped channels. It shows some analogies, but also many characteristic differences with the bedload transport occurring in plain rivers. The establishment of formulae, that allow the quantitative description of these intense torrential sediment transports is quite recent. Such formulae are developed in the extrapolation of solid transport formulae available for rivers, and they still show a certain uncertainty range.

CHAPTER 7

Rheology and structure of concentrated suspensions, general aspects

Daniel Quemada

Basic principles of rheological modelling of concentrated dispersions are recalled. After stressing the importance of dimensional analysis for identifying the pertinent variables that any model should use, different types of rheological behaviour, both under steady and unsteady conditions, are interpreted in terms of shear induced changes of the structure. The modelling is achieved using the concept of the effective volume fraction of particles (based on the existence of Structural Units, SUs) and the flow-dependent characteristic times of the SUs' kinetics. Examples of different behaviours are discussed in comparison with experimental data.

CHAPTER 8

Sedimentation of macroscopic particles

Robert Blanc

The term "macroscopic" is explained, and we recall some general ideas on the sedimentation of a single particle in an unbounded fluid. Then we describe the sedimentation of a suspension and show how the hydrodynamic interactions and the finite volume of the container contribute to give to the particles a mean velocity which decreases when the volume fraction increases. But large fluctuations of the sedimentation velocity around the mean value give rise to a diffusive process called "hydrodynamic dispersion". The chapter ends with a rapid description of experimental methods for the determination of the sedimentation velocity.

*CHAPTER 9***Sedimentation and aggregation in colloidal suspensions****Catherine Allain and David Senis**

Colloidal suspensions are made of small size particles (less than 1 μm) in a solvent. Brownian motion and dipolar or electrostatic interactions are then of major importance. For given physicochemical conditions, attractive interactions are dominant and lead to an aggregation phenomenon during which larger and larger clusters of particles form with time. In the presence of gravity settling takes place, so a coupling between aggregation and sedimentation appears, leading to different behaviours depending on the volume fraction of the particles in the suspension.

*CHAPTER 10***Physics and mechanics of clay-water systems****Philippe Coussot and Henri Van Damme**

Clay particles have three specific properties: they are anisotropic, colloidal, electrically charged and, for some of them, deformable. Clay-water mixtures are fundamentally colloidal suspensions whose organisation at the microstructural level and mechanical behaviour depend on various parameters: clay type, solid fraction, electrolyte concentration, pH, etc. Furthermore these systems exhibit the rheological properties of dispersions in general: yield stress, shear thinning, thixotropy, etc.

*CHAPTER 11***General introduction to granular media****Daniel Bideau**

This chapter presents the main features of granular media, with a peculiar attention to their flowing properties. One insists on their dissipative character, which is the essential origin of the observed instabilities. The different flowing regimes are analysed. An important part is devoted to a description of the mechanisms of segregation, which is one of the most often studied aspects in this field today.

*CHAPTER 12***Hydrodynamics of granular media****Jean Rajchenbach**

Experimental work and theoretical results concerning grain flows are reviewed. The three different flow regimes are addressed : first, the slow deformation regime, which is mainly driven by friction forces and steric hindrance, next the rapid flows, which are governed by inelastic collisions, and lastly the regime of intermittent avalanches.

*CHAPTER 13***The mechanics of wet sand****Pierre Evesque and Christophe Lanos**

A model for mechanical behaviour of saturated granular media is proposed. Some elementary notions (friction, cohesion...) are presented and the interactions between granular structure of media and the interstitial fluid are analysed and illustrated. Presentation of different results obtained under various experimental

conditions, with oedometric and triaxial testes, permit the progressive development of a behaviour model. This simple model allows the understanding of the relation between dilating-contracting character of the material, the initial state of sample and evolution of its stress state.

Structures et propriétés rhéologiques des magmas

Angel Fernandez, Benoît Ildefonse et Dominique Gasquet

1.1. Introduction

Les roches magmatiques, intrusives (plutoniques) ou éruptives (volcaniques), sont un des constituants majeurs de la croûte terrestre (30 km³ de magma sont produits en moyenne chaque année [1]). Les roches magmatiques offrent des exemples frappants de l'influence de l'évolution des propriétés rhéologiques du magma sur les structures qui se développent à différents moments de leur histoire. On constate en effet qu'une roche magmatique assez homogène dans l'ensemble peut présenter des structures locales variées. Elles témoignent d'une sévère évolution des propriétés physiques du magma lors de son refroidissement, et donc de sa transformation en roche. Ces structures sont particulièrement spectaculaires lorsque deux magmas de composition différente ont évolué de façon synchrone (bi-magmatisme), que les composants acide et basique (respectivement riche et pauvre en silice) soient également abondants, ou bien, cas plus général, que l'un des composants prédomine largement sur l'autre.

Le but de cet article est de décrire les principaux facteurs qui semblent déterminer le comportement des magmas, et de présenter un schéma général de l'évolution de leurs propriétés rhéologiques lors du refroidissement. Il est possible ainsi d'établir un cadre physique rigoureux, permettant de mieux comprendre la diversité des structures magmatiques observées dans la nature. Nous ne prétendons pas faire une revue exhaustive de ces structures; un volume entier serait nécessaire pour cela. Nous nous contenterons de donner quelques repères bibliographiques et théoriques essentiels, et d'illustrer notre propos par quelques observations simples.

1.2. Rhéologie des magmas

Les déformations expérimentales sur le comportement de systèmes artificiels formés de silicates fondus [2-4], ou sur des magmas naturels au-dessus de la température de leur liquidus [5, 6], montrent qu'à basse vitesse de déformation ($<10^{-5}\text{s}^{-1}$ environ) ces systèmes présentent généralement un comportement newtonien. A haute vitesse de déformation, par contre, le comportement des systèmes silicatés entièrement fondus est fréquemment non-newtonien [7-9]. Des observations géologiques, ainsi que des déterminations expérimentales en laboratoire ou des mesures réalisées dans des lacs de lave [5, 6], révèlent que les propriétés rhéologiques changent fortement avec la progression de la

cristallisation. Par ailleurs, des mesures réalisées à pression ambiante et à température constante, à des températures supérieures à celle du liquidus (100% liquide), montrent également une augmentation progressive de la viscosité au cours du temps. Ce phénomène est corrélé à l'augmentation du degré de polymérisation du liquide, même en conditions isothermes. Dingwell et Webb [10] ont étudié en détail ce phénomène et analysé la relaxation structurale des silicates fondus et son rapport avec l'apparition de comportements non-newtoniens. La viscosité relative du magma, ou rapport de la viscosité apparente ⁽¹⁾ du système liquide+cristaux à la viscosité du liquide seul, dépend aussi de la forme, de la taille et de la distribution des tailles des particules qui constituent la charge solide [11, 12], ainsi que de la formation d'agrégats de particules [13].

Malgré la complexité des phénomènes liés au degré de polymérisation du liquide, aux changements de composition du liquide résiduel pendant la cristallisation et à l'effet propre de l'augmentation progressive de la fraction solide lors du refroidissement, le comportement des magmas peut être raisonnablement décrit par trois lois classiques:

- **comportement newtonien**, caractérisé par une viscosité apparente constante, indépendante de la vitesse de déformation;
- **comportement pseudoplastique**, caractérisé par une haute viscosité apparente constante à basse vitesse de déformation (premier plateau newtonien), puis par une diminution progressive de cette viscosité avec l'augmentation de la vitesse de déformation (loi de puissance) et finalement, par l'apparition d'un nouveau plateau newtonien à haute vitesse de déformation;
- **comportement de Bingham ou Herschel-Bulkley (fluide à seuil)**, caractérisé par l'existence d'un seuil de contrainte ou cohésion interne (σ_0) qu'il faut vaincre pour que le matériau subisse une déformation visqueuse linéaire (Bingham) ou non-linéaire (Herschel-Bulkley) aux vitesses de déformation plus élevées.

Les données expérimentales et l'observation géologique indiquent sans ambiguïté que les magmas aphyriques (sans cristaux) ou avec une très faible charge cristalline présentent un comportement newtonien. Ceci a comme conséquence que dans les stades magmatiques précoces (début de cristallisation), la faible viscosité et le comportement newtonien sont favorables aux phénomènes de ségrégation gravitaire conduisant à la formation de cumulats par sédimentation de cristaux [14, 15] ou à la chute d'enclaves à l'intérieur du magma granitique au cours de sa mise en place. Ces conditions sont également favorables au développement de structures dynamiques liées à la convection [16, 17], tels que les schlieren, ou agrégats allongés de biotites par exemple [18, 19]. Ces structures sont caractéristiques des stades initiaux de la cristallisation du magma.

L'effet de la charge cristalline sur la rhéologie du magma a été étudié expérimentalement jusqu'à des valeurs d'environ 45% de charge solide en volume ($\phi = 0,45$) [20-24]. De façon générale, pour $\phi > 0,1$, la viscosité relative du système est significativement plus grande à basse vitesse de déformation qu'aux vitesses de déformation élevées. Lorsque la charge cristalline augmente modérément

⁽¹⁾ Dans ce chapitre, le terme *viscosité apparente* pour le magma (liquide+cristaux) est utilisé pour le rapport entre contrainte de cisaillement et vitesse de déformation, tel qu'il pourrait être mesuré dans un viscosimètre.

($0,1 \leq \phi \leq 0,3$), le comportement du magma devient progressivement non-newtonien, évolution qui s'accompagne de l'augmentation de la viscosité relative. Pour des valeurs de ϕ allant de 0 à 0,45 et pour une charge composée de particules sphériques de taille uniforme, la variation de la viscosité relative avec la charge cristalline est donnée en première approximation par la loi de Roscoe [20]. Il convient cependant de noter que lorsque la cristallisation d'un magma atteint des valeurs de $\phi = 0,30$ à $0,35$ l'augmentation de sa viscosité apparente est supérieure à celle donnée par la loi de Roscoe. En effet, à l'augmentation de viscosité liée aux solides en suspension s'ajoute l'effet de la diminution de la température (la viscosité suit approximativement une loi d'Arrhenius) ainsi que celui de la différenciation chimique du magma [1], qui devient de plus en plus siliceux, et donc de plus en plus visqueux (augmentation du nombre de tétraèdres SiO_4 , donc du degré de polymérisation).

La plupart des travaux expérimentaux confirment l'apparition d'un comportement non-newtonien lorsque la charge cristalline atteint 30% à 35%. Un changement marqué des propriétés rhéologiques se produit alors: on passe d'un comportement essentiellement newtonien à un comportement de Bingham ou pseudoplastique à seuil de contrainte. Nous appellerons cette limite le *premier seuil rhéologique* (S1). A partir de ce seuil, la ségrégation gravitaire dans le magma est très réduite, voire inexistante, en particulier dans les magmas acides.

Pour des valeurs de ϕ allant de 0,35 à 0,65 le magma est un fluide à seuil de contrainte, non-newtonien. La déformation du magma se matérialise, pour l'essentiel, par le développement d'une orientation préférentielle de forme des cristaux, souvent appelée "fabrique" par les géologues. Avec la progression de la cristallisation, le système atteint un second seuil qui correspond à la connexion de la phase solide (cristaux), formant une charpente semi-rigide. Ceci se produit pour des valeurs de $\phi \approx 0,65-0,70$ [25, 26]. Cette limite détermine le *second seuil rhéologique* (S2). La formation d'un réseau solide continu de cristaux jointifs a un effet extrêmement marqué sur la viscosité apparente du magma. Dans un faible intervalle de cristallisation, la viscosité augmente de plusieurs ordres de grandeurs (8 ordres de grandeur environ pour passer de 60 à 80% de cristaux dans un magma granitique [22]), ce qui donne lieu à un comportement très particulier du magma: il est susceptible de casser (failles, injection de filons) lorsqu'il est soumis à des augmentations brusques de vitesses de déformation ou connaît des variations locales de fraction solide, tandis qu'il contient encore jusqu'à 30-40% de liquide magmatique résiduel, très mobile. Notons que la valeur de ce seuil dans les systèmes naturels dynamiques est probablement plus basse que celle définie expérimentalement, en conditions statiques, en raison du développement d'orientations préférentielles de forme des cristaux (cf. chapitre 2) [27].

La figure 1 présente un diagramme schématique de l'évolution rhéologique des magmas et tenant compte de son refroidissement, de l'effet de la charge cristalline, et de l'effet de la différenciation chimique (en milieu fermé, la cristallisation a pour effet d'augmenter progressivement la teneur en silice du liquide résiduel, donc sa viscosité) [28, 29]. Les deux seuils rhéologiques permettent de reconnaître trois stades dans l'évolution des magmas (Fig. 1) :

- le *stade I* correspond à un domaine qui, en première approximation, est à comportement newtonien. A ce stade, caractérisé par une faible viscosité, la ségrégation gravitaire et les phénomènes dynamiques convectifs, éventuellement turbulents dans le cas des magmas basaltiques, sont actifs; les cristaux ne présentent pas d'orientation préférentielle significative;
- le *stade II* est le domaine du comportement à seuil de contrainte, où, pour l'essentiel, le magma répond à la déformation par le développement d'une orientation préférentielle des cristaux;
- le *stade III* correspond à un domaine de comportement complexe du magma: il se comporte comme un corps solide cassant lorsqu'il est soumis à une vitesse de déformation élevée, et à basse vitesse de déformation il peut fluer et continuer à se déformer par glissement intercrystallin et rotation des cristaux, plus ou moins accompagnés de déformations intracrystallines ou de dissolution aux joints de grains (cf. chapitre 2) [30].

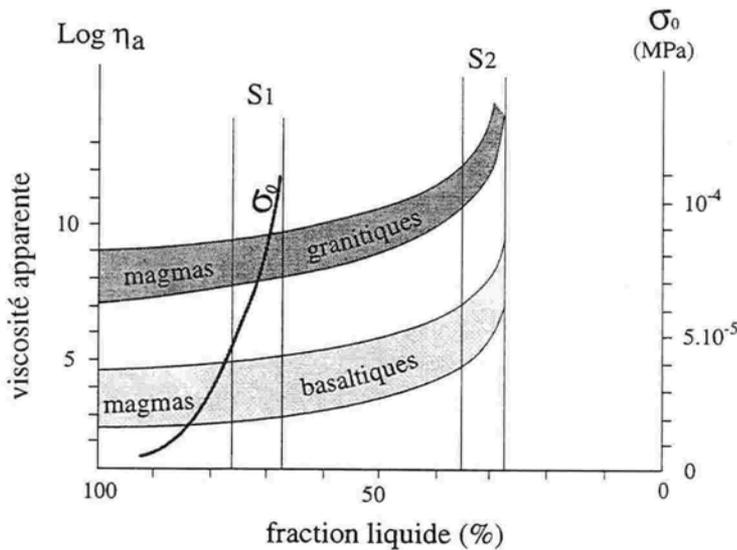


Fig. 1 - Diagramme généralisé du comportement rhéologique des magmas granitiques. Les zones grisées sont les domaines de viscosité apparente des magmas granitiques hydratés et basaltiques, à faible vitesse de déformation. La courbe en trait continu donne une évolution probable du seuil de contrainte σ_0 (ordonnées à droite du diagramme). S₁ et S₂ sont respectivement le premier et le deuxième seuil rhéologique; Les zones I, II et III correspondent respectivement au domaine newtonien ou faiblement dilatant, au comportement non-newtonien à seuil, et au comportement "magmato-rigide" (modifié de Fernandez, [28]).

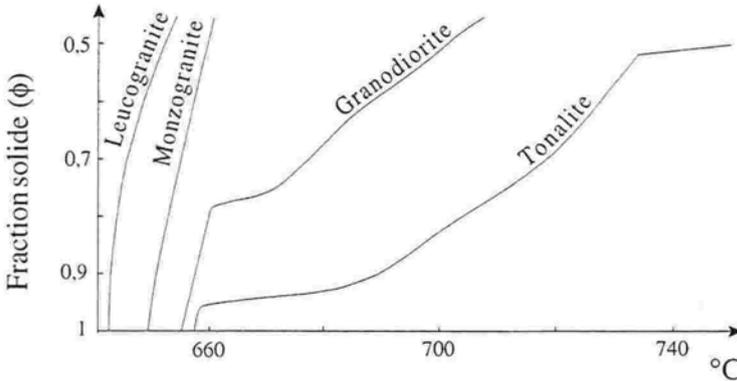


Fig. 2 - Courbes calculées (programme de Niederkorn et Blumenfeld [43]) de la fraction solide en fonction de la température pour différents magmas granitiques. Le leucogranite (granite clair, riche en silice) fige rapidement, alors que la tonalite (granite sombre, plus riche en fer) augmente doucement sa charge cristalline lorsque la température baisse. Les courbes "monzogranite" et "granodiorite" correspondent à des compositions chimiques intermédiaires. D'après Bouchez et al. [38].

Le domaine thermique de cristallisation d'un magma dépend fortement de sa composition. Ainsi, la cristallisation d'un magma basique (basaltique) peut commencer aux environs de 1200°C , tandis que celle d'un magma acide (granitique) a lieu au-dessous de 900°C par exemple. Par ailleurs, l'intervalle ΔT des températures de cristallisation ($\phi = 0$ à 1) d'un magma dépend aussi de sa composition. Ceci est illustré en figure 2 pour des magmas granitiques: il ne faut que $\Delta T = 4^{\circ}\text{C}$ à un granite clair (leucogranite: très siliceux, pauvre en fer) pour passer de 70% à 100% de cristaux; il fige littéralement; alors qu'il faut $\Delta T = 63^{\circ}\text{C}$ à un granite sombre (tonalite sur la figure 2), moins riche en silice, pour effectuer le même chemin de cristallisation. Enfin, comme nous l'avons déjà signalé, un magma basaltique au stade initial (100% liquide) est moins visqueux qu'un magma granitique au même stade, la différence étant de l'ordre de 10^2 à 10^4 Pa.s.

Lorsque deux magmas chimiquement contrastés se trouvent ensemble dans une même intrusion, et quels que soient la température initiale et l'état initial de cristallisation des magmas, le système tend vers un équilibre thermique. Le rapport des viscosités apparentes des deux magmas varie alors considérablement au fur et à mesure que les deux matériaux approchent cet équilibre (Fig. 3). Lorsque ce dernier est atteint, la cristallisation du matériau basique est beaucoup plus avancée que celle du constituant granitique, et sa viscosité apparente augmente jusqu'à dépasser celle du magma voisin à une température dite "point d'inversion" [29]. Il est ainsi possible d'avoir des structures très variées entre deux magmas synchrones, chaque structure témoignant d'un certain stade de l'évolution thermique de l'ensemble.

Quelques exemples de structures illustrent maintenant l'évolution des propriétés rhéologiques des magmas pendant leur cristallisation. Nous nous référons dans ce qui suit aux stades rhéologiques (I, II et III) définis ci-dessus.

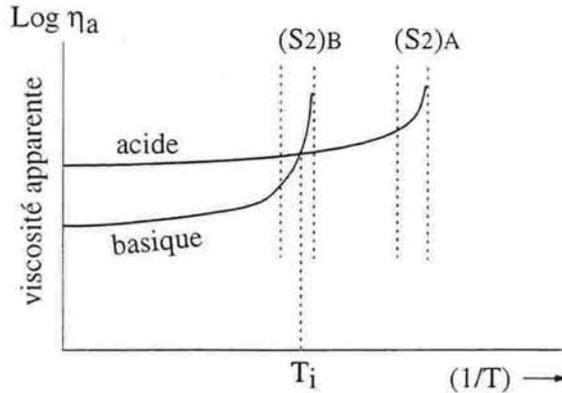


Fig. 3 - Schéma de l'évolution de la viscosité apparente de deux magmas acide et basique synchrones. (S2)_A : deuxième seuil rhéologique du magma acide; (S2)_B : deuxième seuil du magma basique; T_i : température d'inversion (échelle arbitraire).

1.3. Rhéologie et structures

Malgré l'idée reçue qui veut que, par opposition aux roches sédimentaires ou métamorphiques, les roches magmatiques soient très homogènes, ces dernières présentent souvent une grande variété de structures qu'il faut apprendre à observer. Ces structures sont décrites, par exemple, dans la revue de Nicolas sur les gabbros ⁽¹⁾, ou celle de Blumenfeld et Bouchez sur les granites [31]).

1.3.1. Quelques exemples

En général, les structures observables dans une roche magmatique sont acquises au cours de l'ensemble de son histoire, celles acquises au stade I étant les moins nombreuses. Les principales structures du stade I sont les litages (alternance de lits de composition minéralogique différente) et structures similaires, telles que schlieren (agrégats étirés de minéraux) et rubannements. La ségrégation gravitaire et les phénomènes dynamiques, tous les deux favorisés par la basse viscosité et le comportement newtonien du magma à ce stade, sont probablement les mécanismes les plus actifs, pas nécessairement les seuls, dans le développement de ces structures (voir par exemple chapitre 2, Fig. 1). Par contre, les structures liées à la déformation sont exceptionnelles à ce stade: le magma n'en garde pas la mémoire puisqu'il continue à se déformer ultérieurement. Il est néanmoins possible de les observer exceptionnellement, lorsque le refroidissement rapide, ou trempe, a figé ces structures précoces. C'est le cas, par exemple, des bordures figées, ou rapidement refroidies, de certains plutons granitiques, ou des coulées de laves et

⁽¹⁾ Les "gabbros", produits de la cristallisation d'un liquide basaltique présent dans des chambres magmatiques, constituent un des principaux constituants de la croûte océanique (cf. chapitre 2) [27]. Ils sont chimiquement semblables aux basaltes, qui constituent le sommet de cette croûte, mais ont cristallisé plus lentement que ces derniers.

filons basaltiques. Dans cette situation, la direction d'écoulement du magma est enregistrée par l'alignement préférentiel des minéraux déjà cristallisés [32, 33] ou des bulles de gaz piégées [34]. Ces orientations préférentielles sont malheureusement souvent très difficiles à observer à l'œil nu du fait de la taille microscopique des minéraux. On utilise alors la technique de l'ASM (anisotropie de susceptibilité magnétique), qui tire parti des propriétés magnétiques anisotropes de l'aimantation de certains minéraux de la roche [35-37], et qui révèle toujours une anisotropie existante, même lorsqu'aucune orientation préférentielle n'est décelable à l'œil nu.

A partir du stade II, la concentration en cristaux et les propriétés rhéologiques du magma sont telles que tout mouvement du magma se traduit par l'apparition d'une orientation préférentielle de forme des minéraux constitutifs (Fig. 4). Cette "fabrique" se développe pendant une longue période de l'histoire du magma, du début du stade II jusqu'au passage à l'état solide. Elle constitue donc un témoin privilégié de l'histoire dynamique des roches magmatiques, d'où l'intérêt d'une approche structurale du magmatisme.

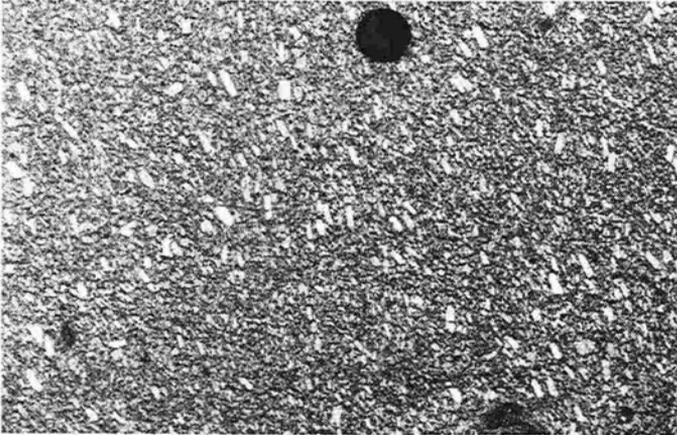


Fig. 4 - Orientation préférentielle de feldspaths potassiques (gros cristaux clairs) dans le granite de Corcieux (Vosges centrales, photo: Patrice Rey). L'échelle est donnée par le capuchon de l'objectif de l'appareil photo.

C'est à la transition entre les stades II et III, ainsi que pendant le stade III, qu'apparaît la plus grande variété de structures. Avec l'augmentation de la charge cristalline, l'orientation préférentielle des cristaux confère alors à la roche une forte anisotropie mécanique qui autorise le développement de structures hétérogènes, telles que des plis, particulièrement bien visibles dans les faciès rubanés (Fig. 5a) ou des bandes de cisaillement à différentes échelles (Fig. 5a, voir aussi chapitre 2). La concentration élevée de cristaux dans le magma à l'approche de la transition II-III ou dans le stade III est aussi responsable de la fracturation des cristaux, les plus gros ou les plus fragiles, éventuellement accompagnée de la rotation des tronçons. Lorsque le magma contient de gros cristaux et se trouve soumis à des contraintes, s'il reste encore du liquide résiduel, les cristaux peuvent casser sans que les fractures ne se propagent dans le reste de la masse magmatique (Fig. 5b). En effet,

lorsque le magma forme une charpente rigide, les contraintes macroscopiques appliquées sur les points de contact entre cristaux se concentrent (effet poinçon) et peuvent dépasser le seuil de rupture des cristaux les plus fragiles (feldspaths en particulier). Les fractures qui séparent les tronçons des grands cristaux sont alors envahies par du liquide résiduel riche en silice, donnant ensuite naissance à la cristallisation de quartz et de feldspath essentiellement (composition eutectique) [38] (Fig. 6).

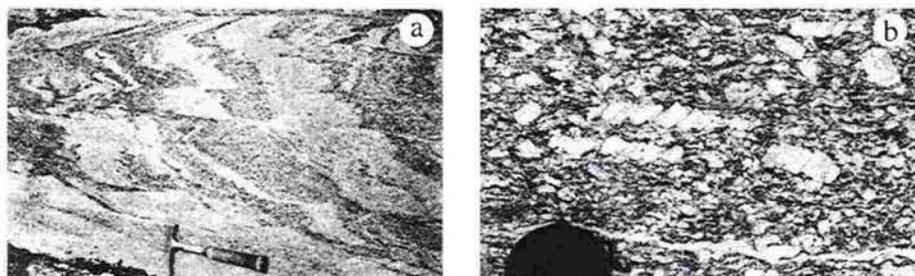


Fig. 5 - a) Plis intra-magmatiques dans les rubanements du granite de Brignogan-Plouescat, Massif Armoricain (transition II-III), décalés par des cisaillements tardifs (fin stade III). b) Mégacristsaux de Feldspaths potassiques (FK) tronçonnés (transition II-III ou stade III) dans un granite de Caruaru (Brésil); les fractures ne se propagent pas dans la matrice granitique. Les tronçons de feldspath ont tourné les uns par rapport aux autres, à la manière de livres sur une étagère, indiquant un sens de cisaillement dextre (photo: Renaud Caby). L'échelle est donnée par le capuchon de l'objectif de l'appareil photo.

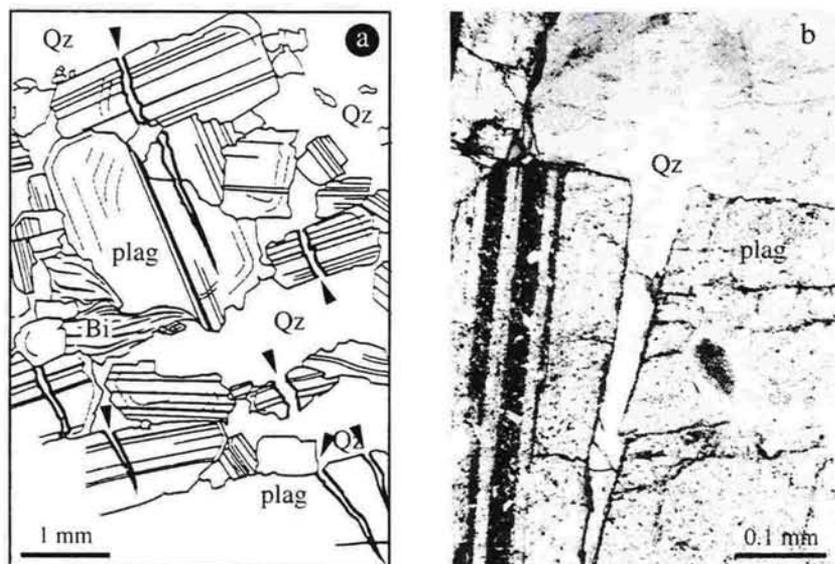


Fig. 6 - a) Dessin d'une série de microfractures syn-magmatiques dans une tonalite de la bordure sud du granite de Mont-Louis-Andore (Pyrénées). Plag = plagioclase, Qz= quartz, Bi = biotite. Les microfractures sont indiquées par les flèches noires. D'après Bouchez et al. [38]. b) Détail microphotographique dans le granite de St Goussaud (Limousin) montrant la continuité optique (donc cristalline) entre le quartz dans la microfracture et le grain de quartz adjacent au plagioclase fracturé (Photo: Jean-Luc Bouchez).

Dans la situation décrite ci-dessus, la fracturation est limitée aux gros cristaux. Elle peut aussi se propager dans le magma, si celui-ci est très visqueux, riche en cristaux, et si la vitesse de déformation est suffisamment élevée. Typiquement, la fracturation précoce dans les roches magmatiques [39, 40] et l'intrusion de filons syn-magmatiques (i.e. qui s'injectent dans un magma) se produisent lorsque le magma est proche de la transition II-III ou dans le stade III. Des filons qui recoupent de façon nette d'autres roches magmatiques, donc clairement postérieurs à celles-ci, sont observés très fréquemment ; il n'est cependant pas rare d'observer des filons dont les relations structurales avec la roche hôte suggèrent que cette dernière n'était pas complètement cristallisée au moment de leur intrusion. Le "filon de cornéenne" du massif de Santa Restituta (Sardaigne), formé par un ensemble de blocs de la roche encaissante, probablement remontés sous forme de dispersion fluidisée, imprégnés d'une matrice granitique fine, en constitue un bon exemple (Fig. 7a). En étudiant la géométrie des intrusions syn-magmatique, Hallot et al. [40] ont montré qu'il est possible de corrélérer le degré d'irrégularité de l'interface (variant entre un simple contact rectiligne et une structure dendritique très complexe) à la rhéologie non-newtonienne de l'encaissant.

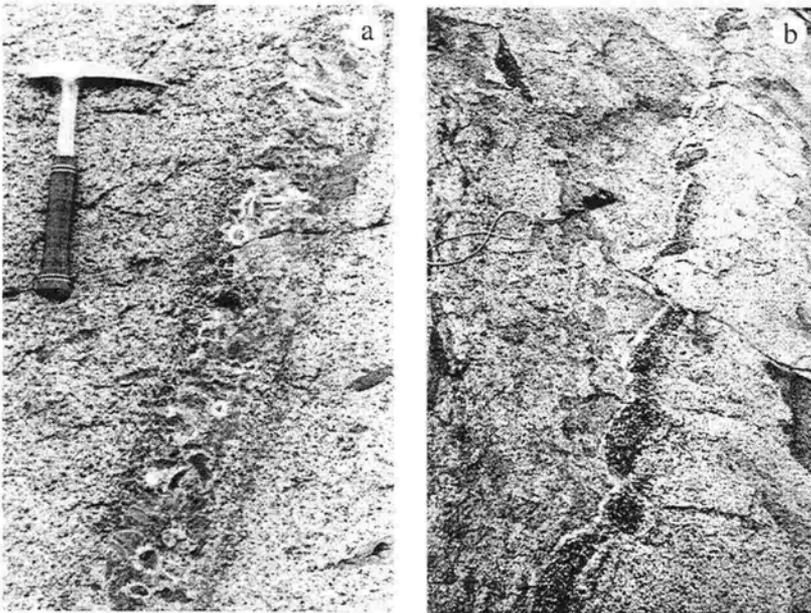


Fig. 7 - Filons syn-magmatiques. a) Filon de "cornéenne" recoupant le faciès basal du massif granitique de Santa Restituta (Sardaigne). Noter les bordures floues du filon et l'assimilation de matériel de l'encaissant. b) Filon de monzodiorite dans une monzonite (basique dans acide), déformé et tronçonné après son intrusion dans le magma hôte (Cansanção, Brésil; photo: Pierre Sabaté). L'échelle est donnée par la boussole.

On observe aussi fréquemment des filons morcelés et plus ou moins dispersés dans la roche hôte; il s'agit généralement de filons basiques, dont la cristallisation est très rapide et qui atteignent le stade III avant le magma hôte. Ces filons sont donc

susceptibles d'être disloqués et plus ou moins dispersés dans son encaissant qui, à ce stade, est plus mobile (effet "Sederholm"; Fig. 7b).

1.3.2. Bi-magmatisme (mélange de deux magmas chimiquement contrastés)

Le dernier exemple (Fig. 7b) illustre l'intérêt des structures, très variées et évolutives, engendrées à l'interface entre deux magmas chimiquement contrastés mais mis en place simultanément. Sur la figure 8, les indentations en "chou-fleur" du contact sont caractéristiques de températures proches du point d'inversion (Fig. 3); lorsque les deux composants, immiscibles, ont des viscosités apparentes à peu près égales.

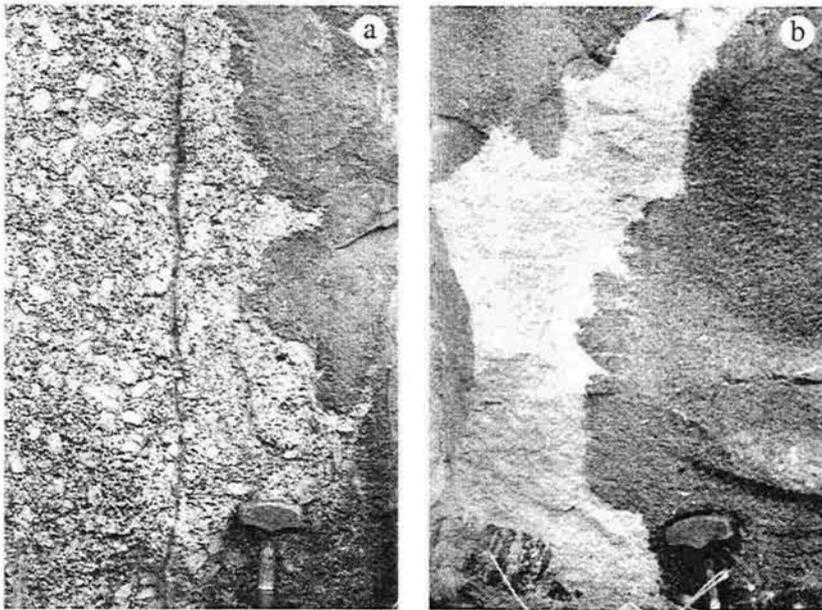


Fig. 8 - Contacts entre magmas immiscibles et chimiquement contrastés. Les indentations en "chou-fleur" se développent lorsque les viscosités apparentes des deux magmas sont similaires, à des températures proches du point d'inversion. L'échelle est donnée par le marteau (Photos: Renaud Caby). a) Granite (acide) et diorite sombre (basique) du massif de Fazenda Nova (Pernambuco, Brésil). b) Leucogranite clair (acide) et diorite sombre (basique) du massif de Dassa-Zoumé (Bénin).

Une étude dans le massif du Tichka, dans le Haut Atlas marocain [29, 41], a révélé la mise en place synchrone de deux magmas de compositions chimiques différentes, respectivement granitique et dioritique (ce dernier est beaucoup moins riche en silice, donc en quartz). Des contacts localement lobés, voire plissés, entre les deux magmas, ainsi que des enclaves du matériel plus riche en silice dans la diorite, qui se présentent sous forme de véritables montgolfières ou colonnettes de 20 à 50 cm de hauteur, témoignent d'un comportement similaire des deux matériaux (Fig. 9a) Dans ce cas, le mélange s'est produit avant la température

critique d'inversion. D'autres structures, par contre, révèlent un comportement contrasté des deux matériaux: c'est le cas des brèches dans lesquelles des blocs anguleux de diorite (plus sombre) sont emballés dans une matrice granitique (Fig. 9b). Ici le matériel dioritique s'est comporté comme un solide disloqué et éparpillé dans un magma granitique encore relativement mobile. Le mélange s'est ici formé à plus basse température, au dessous du point d'inversion.

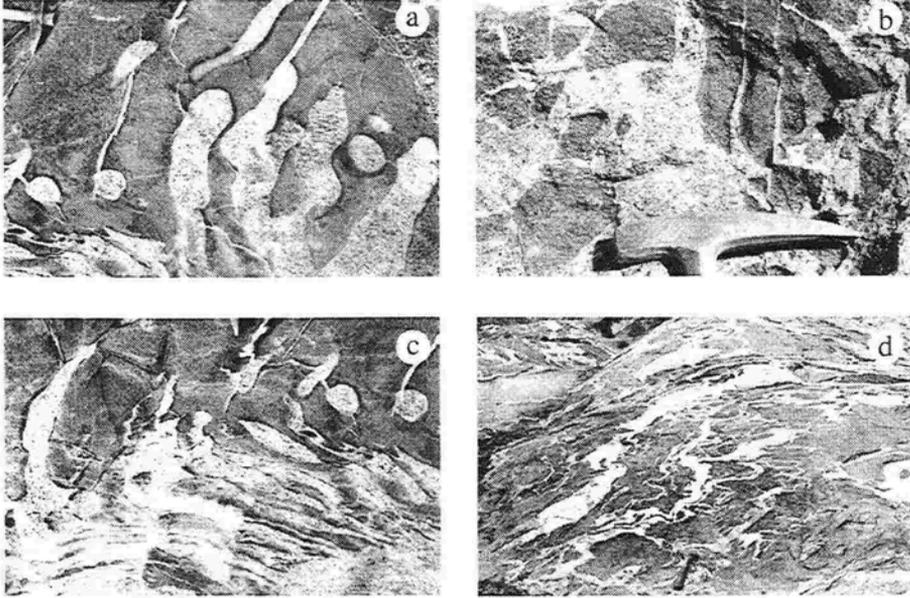


Fig. 9 - a et b) Mélanges diorite (basique, sombre) / granodiorite (acide, claire) dans la région du Moulay-Ali, massif de Tichka, Maroc (a, b et c) et dans le massif de Fazenda Nova, région de Nova Jerusalem, Pernambuco, Brésil (d). a) Mélange des deux magmas dans un stade de haute température avant d'atteindre le point d'inversion. b) Mélange entre les deux mêmes magmas dans un stade plus froid, lorsque le magma dioritique avait atteint le seuil $(S2)_B$ (au delà de la température correspondant au point d'inversion, cf. Fig. 3). c) Les deux magmas alternent en couches parallèles et serrées en bas de la photo, dans une zone fortement cisailée, alors que dans la zone plus statique (haut de la photo), les contacts sont beaucoup plus irréguliers (voir aussi a). d) Les plis enregistrés par l'interface entre les deux magmas témoignent d'une déformation importante au moment du mélange.

Un autre exemple, classique, est celui des enclaves microgrenues basiques dans les roches granitiques présentées dans la revue très complète éditée par Didier et Barbarin [42]. Ces enclaves sont très souvent ovoïdes, à interface arrondie convexe, avec une texture à grain fin homogène contenant parfois des cristaux du granite hôte; elles peuvent également se présenter avec des bordures anguleuses pour parfois même donner naissance à de véritables structures bréchiques. Ces différences sont dues à des histoires de déformation plus ou moins longues lors du refroidissement. Dans le cas des enclaves arrondies, la déformation enregistrée par le système est celle qui a prévalu à haute température, lorsque le magma basique était encore mobile, c'est à dire beaucoup moins visqueux que le magma acide hôte. Si la déformation se poursuit jusqu'au point d'inversion et après, l'enclave

devient progressivement indéformable, c'est à dire beaucoup plus visqueuse que son encaissant; elle peut alors se fracturer et présenter des contours polygonaux et irréguliers.

Les structures développées entre les deux composants immiscibles, l'un acide et l'autre basique, sont différentes de celles décrites ci-dessus lorsqu'elles résultent de conditions dynamiques (déformation de l'ensemble) (Fig. 9c et d).

1.4. Conclusion

La rhéologie des magmas dépend de nombreux facteurs, notamment la température et la cristallinité qui varient continuellement lors de leur mise en place dans la croûte terrestre. On peut cependant établir un schéma global relativement simple et qui permet de rendre compte de l'évolution des viscosités et des structures qui apparaissent dans un volume magmatique au cours de sa cristallisation. Il est par exemple montré que des structures variées peuvent résulter de l'évolution synchrone de deux magmas chimiquement contrastés présents dans une même intrusion. Par l'étude de ces structures et des relations spatio-temporelles entre elles et avec celles de l'encaissant, le géologue peut, sur le terrain puis au laboratoire, interpréter l'histoire de la déformation subie par le volume magmatique en relation avec sa mise en place et avec la tectonique régionale.

Remerciements

Nous remercions chaleureusement Jean-Luc Bouchez, Renaud Caby, Pierre Sabaté, Christian Teyssier, et Alain Vauchez pour leur minutieuse relecture de la première version de ce manuscrit et leurs nombreuses corrections et suggestions.

1.5. Références

1. **McBirney, A.R.**, 1993. *Igneous petrology (2nd edition)*. Jones and Bartlett, Boston.
2. **Dingwell, D.B.**, 1995. Viscosity and anelasticity of melts. in "*Mineral physics and crystallography. A handbook of physical constants. AGU reference shelf 2*" (T.J. Ahrens, ed.). Am. Geoph. Union, Washington, 21-66.
3. **Murase, T., et McBirney, A.R.**, 1973. Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84, 3563-3592.
4. **Spera, F.J., Borgia, A., Strimple, J., et Feigenson, M.**, 1988. Rheology of melts and magmatic suspensions 1. Design and calibration of concentric cylinder viscometer with application to rhyolitic magma. *J. Geophys. Res.*, 93, 10273-10294.
5. **Shaw, H.R., Wright, T.L., Peck, D.L., et Okamura, R.**, 1968. The viscosity of basaltic magma: an analysis of field measurements in Makaopuhi Lava Lake, Hawaii. *Am. J. Sci.*, 266, 225-264.
6. **Kushiro, I.**, 1980. Viscosity, density, and structure of silicate melts at high pressures, and their petrological applications. In "*Physics of magmatic processes*" (R.B. Hargraves, ed.). Princeton University Press, Princeton, 93-120.
7. **Li, J.H., et Uhlmann, D.R.**, 1970. The flow of glass at high stress levels. I. Non-newtonian behaviour of homogeneous 0.08 Rb₂O-0.92 SiO₂ glasses. *J. Non-cryst. Solids*, 3, 127-147.
8. **Simmons, J.H., Mohr, R.K., et Montrose, C.J.**, 1982. Non-Newtonian viscous flow in glass. *J. Appl. Phys.*, 53, 4075-4080.

9. **Webb, S.L., et Dingwell, D.B.**, 1990. Non-Newtonian rheology of igneous melts at high stresses and strain rates: experimental results for rhyolite, andesite, basalt, and nephelinite. *J. Geoph. Res.*, 95, 15695-15701.
10. **Dingwell, D.B., et Webb, S.L.**, 1989. Structural relaxation in silicate melts and non-newtonian melt rheology in geologic processes. *Phys. Chem. minerals*, 16, 508-516.
11. **Sherman, P.**, 1968. *Emulsion science*. Academic Press, New-York.
12. **Jeffrey, D.J., et Acrivos, A.**, 1976. The rheological properties of suspensions of rigid particles. *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 22, 417-432.
13. **Gillespie, T.**, 1983. The effect of aggregation and particle size distribution on the viscosity of newtonian suspensions. *J. Colloid. Interface Sci.*, 94, 166-173.
14. **Martin, D., et Nokes, R.**, 1989. A fluid-dynamical study of crystal settling in convecting magmas. *J. Petrol.*, 30, 1471-1500.
15. **Kerr, R.C., et Lister, J.R.**, 1991. The effects of shape on crystal settling and on the rheology of magmas. *J. Geology*, 99, 457-467.
16. **Jaupart, C.**, 1994. Crystallisation et convection dans les chambres magmatiques. *Géochronique*, 49, 17-20.
17. **Jaupart, C., et Tait, S.**, 1995. Dynamics of differentiation in magma reservoirs. *J. Geoph. Res.*, 100, 17615-17636.
18. **Brindley, J.C.**, 1954. The geology of the northern end of the Leinster granite: part I-Internal structural features. *Proceedings of the Royal Irish Academy, sect. B*, 56, 159-190.
19. **Barrière, M.**, 1977. *Le complexe de Ploumanac'h, Massif Armoricain. Essai sur la mise en place et l'évolution pétrologique d'une association plutonique subalcaline tardi-orogénique*. Thèse ès Sciences, Université de Brest.
20. **Roscoe, R.**, 1952. The viscosity of suspensions of rigid spheres. *British J. Appl. Physics*, 3, 267-269.
21. **Lejeune, A.M., et Richet, P.**, 1995. Rheology of crystal-bearing silicate melts: an experimental study at high viscosities. *J. Geoph. Res.*, 100, 4215-4229.
22. **Wickham, S.M.**, 1987. The segregation and emplacement of granitic magmas. *J. Geol. Soc. London*, 144, 281-297.
23. **Wildemuth, C.R., et Williams, M.C.**, 1984. Viscosity of suspensions modeled with a shear-dependent maximum packing fraction. *Rheol. Acta*, 23, 627-635.
24. **Wildemuth, C.R., et Williams, M.C.**, 1985. A new interpretation of viscosity and yield stress in dense slurries: coal and other irregular particles. *Rheol. Acta*, 24, 75-91.
25. **Arzi, A.A.**, 1978. Critical phenomena in the rheology of partially melted rocks. *Tectonophysics*, 44, 173-184.
26. **Van der Molen, I., et Paterson, M.S.**, 1979. Experimental deformation of partially-melted granite. *Contr. Miner. Petrol.*, 70, 299-318.
27. **Nicolas, A.**, 1992. Kinematics in magmatic rocks with special reference to gabbros. *J. Petrology*, 33, 891-915.
28. **Fernandez, A.**, 1984. *Etude théorique et expérimentale du développement de la fabrique dans les roches magmatiques. Application à l'analyse structurale des granitoïdes*. Thèse ès Sciences, Clermont-Ferrand.
29. **Fernandez, A.N., et Gasquet, D.R.**, 1994. Relative rheological evolution of chemically contrasted coeval magmas: example of the Tichka plutonic complex (Morocco). *Contr. Miner. Petrol.*, 116, 316-326.
30. **Nicolas, A., et Ildefonse, B.**, 1996. Flow mechanism and viscosity in basaltic magma chambers. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2013-2016.
31. **Blumenfeld, P.**, 1983. Le "tuilage" des mégacristaux", un critère d'écoulement rotationnel pour les fluidalités des roches magmatiques. Application au granite de Barbey-Séroux (Vosges, France). *Bull. Soc. Geol. France*, 25, 309-318.
32. **Philpotts, A.R., et Asher, P.M.**, 1994. Magmatic flow-direction indicators in a giant diabase feeder dike, connecticut. *Geology*, 22, 363-366.
33. **Blanchard, J.P., Boyer, P., et Gagny, C.**, 1979. Un nouveau critère de sens de mise en place dans une caisse filonienne : le "pincement" des minéraux aux épontes. *Tectonophysics*, 53, 1-25.

34. **Cañón-Tapia, E., Walker, G.P.L., et Herrerobervera, E.**, 1996. The internal structure of lava flows - Insights from AMS measurements. 1. Near-vent a'a. *J. Volc. Geoth. Res.*, 70, 21-36.
35. **Bouchez, J.L.**, 1997. Granite is never isotropic: an introduction to AMS studies of granites. In "*Granite: from segregation of melt to emplacement fabrics*" (J.L. Bouchez, D.H.W. Hutton and W.E. Stephens, eds.). Kluwer, Dordrecht.
36. **Raposo, M.I.B., et Ernesto, M.**, 1995. Anisotropy of magnetic susceptibility in the Ponta Grossa dyke swarm (Brazil) and its relationship with magma flow direction. *Phys. Earth Planet. Int.*, 87, 183-196.
37. **Olivier, P., de Saint-Blanquat, M., Gleizes, G., et Leblanc, D.**, 1997. Homogeneity of granite fabrics at the metre and decametre scales. In "*Granite: from segregation of melt to emplacement fabrics*" (J.L. Bouchez, D.H.W. Hutton and W.E. Stephens, eds.). Kluwer, Dordrecht.
38. **Bouchez, J.-L., Delas, C., Gleizes, G., Nédélec, A., et Cuney, M.**, 1992. Submagmatic microfractures in granites. *Geology*, 20, 35-38.
39. **Hibbard, M.J., and Watters, R.J.**, 1985. Fracturing and diking in incompletely crystallized granitic plutons. *Lithos*, 18, 1-12.
40. **Hallot, E., Davy, P., de Bremond d'Ars, J., Auvray, B., Martin, H., et Vandamme, H.**, 1996. Non-Newtonian effects during injection in partially crystallised magmas. *J. Volc. Geoth. Res.*, 71, 31-44.
41. **Gasquet, D.**, 1991. *Génèse d'un pluton tardihercynien composite: le massif du Tichka (Haut Atlas occidental, Maroc)*. Thèse ès Sci., Université de Nancy, Nancy.
42. **Didier, J., et Barbarin, B.**, 1991. *Enclaves and granite petrology*. Elsevier, Amsterdam.
43. **Niederhorn, R., et Blumenfeld, P.**, 1989. FUSION: a computer simulation of melting in the Quartz-Albite-Anorthite-Orthoclase system. *Computers and Geosciences*, 15, 347-369.

Écoulement magmatique dans les gabbros et problème des chambres magmatiques sous les dorsales océaniques

Benoît Ildefonse et Adolphe Nicolas

2.1. Introduction

On sait depuis longtemps, depuis au moins Jules Verne et son "Voyage au centre de la Terre" en 1864, que le basalte issu de la fusion partielle du manteau terrestre peut s'accumuler dans d'immenses réservoirs au sein de la croûte terrestre avant de s'épancher à la surface en coulées volcaniques. On appelle chambres magmatiques de tels réservoirs, présents alternativement en domaine continental ou océanique. Au cours de leur lent refroidissement, le liquide basaltique qu'elles contiennent cristallise pour donner un gabbro, roche grenue composée pour plus de 50% par du plagioclase blanc et pour le reste par du pyroxène et de l'olivine en grains plus sombres. Ces gabbros sont souvent très bien lités et présentent des structures comparables à celles des sédiments, lacustres par exemple (Fig. 1). On a longtemps admis que leur cristallisation résultait du dépôt gravitaire sur le plan séparant le

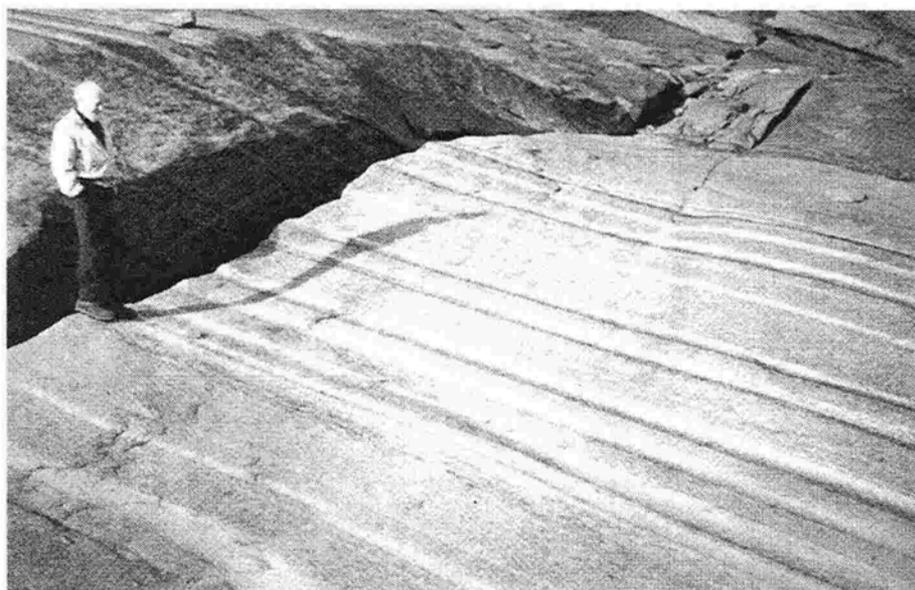


Fig. 1 - Gabbros lités du Massif du Skaergaard (Groenland). Le Skaergaard est une des plus célèbres intrusions litées, chambre magmatique intracontinentale dont la cristallisation in-situ a produit de spectaculaires formations de gabbros lités étudiés par de nombreux auteurs.

"cumulat" solide du magma sus-jacent. Le litage caractéristique est alors induit par cristallisation fractionnée, suivie de la séparation des phases solides par différence de densité ou de taille pendant leur chute. L'idée prévalante était donc celle d'une chambre au plancher composé de gabbros déjà déposés et en cours de compaction, surmontés par un vaste domaine essentiellement liquide. Les contrastes thermiques avec les parois et le toit pouvaient engendrer des courants de convection balayant le plancher et susceptibles de participer à la différenciation en lits. Ce modèle fut développé à partir de l'étude de complexes de gabbros lités tels qu'on les observe dans la croûte continentale (Fig. 2) [1, 2]. Il est encore largement accepté.

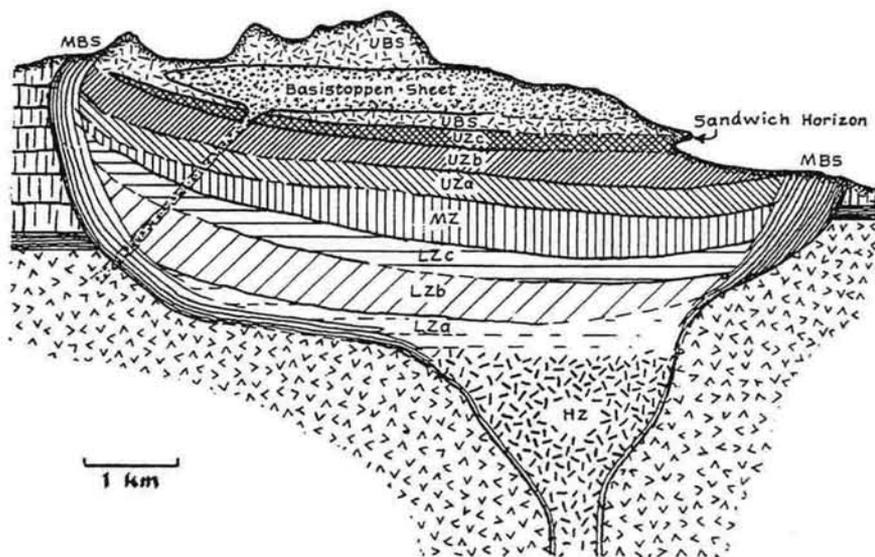


Fig. 2 - Vue simplifiée en coupe du Massif du Skaergaard [1]. "L'horizon sandwich" correspond aux derniers magmas cristallisés dans la chambre, les plus différenciés chimiquement. Il sépare les séries basales (LZa à Uzc), progressivement cristallisées depuis le plancher de la chambre, de la série sommitale (UBS) cristallisée au toit de la chambre. Les séries spectaculairement litées, où la photo de la figure 1 a été prise, sont les plus basales (Lza-c). Les séries marginales (MBS) sont issues de la cristallisation du magma le long des parois de la chambre. La formation appelée "Basistoppen sheet" est une intrusion plus tardive dans la chambre déjà consolidée.

Les ophiolites, qui sont des fragments de lithosphère océanique⁽¹⁾ charriés sur la marge des continents, présentent également des gabbros lités [3, 4]. Ceux-ci ont été interprétés d'une façon semblable, bien que des différences majeures avec les gabbros des complexes continentaux auraient dû entraîner plus de vigilance. Par exemple, les gabbros qui cristallisent dans les chambres magmatiques continentales

⁽¹⁾ La lithosphère est "l'écorce" de la terre. Elle est constituée de la croûte et de manteau supérieur froids et rigides, divisés en "plaques", océaniques et continentales, qui bougent les unes par rapport aux autres. Aux limites convergentes entre ces plaques, la lithosphère océanique vient parfois s'échouer sur le continent voisin et constitue alors une "ophiolite". Cette dernière peut ultérieurement être pincée dans une chaîne de montagnes si la convergence continue. Pour en savoir plus : "Les Montagnes sous la mer", A. Nicolas [4].

s'accumulent sur un plancher froid et statique, tandis que sous les dorsales⁽¹⁾, le plancher est plus chaud que le contenu de la chambre et, de plus, il se déplace pendant l'accrétion océanique. Nos études dans l'ophiolite d'Oman⁽²⁾ nous conduisent à un scénario plus radical encore puisque nous envisageons que le manteau situé immédiatement sous la chambre magmatique se déplace par rapport à la dorsale à une vitesse bien supérieure à celle de l'expansion océanique. Ce déplacement rapide du plancher de la chambre exercerait un effet d'entraînement sur les gabbros situés au dessus et serait ainsi principalement responsable de leur déformation [5].

Le concept de chambre magmatique évoqué plus haut, issu des études dans la croûte continentale, a été bouleversé par des découvertes majeures faites par deux groupes de géophysiciens américains vers la fin des années 80, à la suite d'études sismiques conduites sur la dorsale Valu Fa, dans le bassin de Lau [6] et sur la dorsale Est-Pacifique [7-9]. Cette dernière, aujourd'hui très étudiée, est une dorsale à taux d'expansion rapide (> 10 cm/an). Pour la première fois, on a identifié le toit de chambres magmatiques actives grâce à des réflecteurs sismiques très nets. Ce toit se situe à environ 2 km sous l'axe de la dorsale; il coiffe un vaste domaine où les ondes sismiques sont ralenties et qui s'étend jusqu'au Moho⁽³⁾ (Fig. 3a). Il y a donc incontestablement une chambre magmatique sous la dorsale, mais elle est très différente de celle attendue par les géologues qui avaient transposé les modèles de chambres continentales à la situation océanique. Il est apparu rapidement que, sous le réflecteur sismique, il y avait seulement 50 à 200 m de liquide magmatique et que le grand domaine triangulaire (10 à 20 km à la base au niveau du Moho) situé dessous ne pouvait contenir que quelques % de liquide, l'atténuation des vitesses sismiques, bien que réelle, n'y étant pas assez forte pour que ce soit un matériau essentiellement liquide. Nous sommes donc loin des 40-50% de liquide que l'on prédit classiquement dans le cas d'une chambre magmatique, sachant que la limite entre un magma (i.e. un liquide magmatique chargé de cristaux) et un "solide" (i.e. une phase cristalline connectée) est traditionnellement située aux alentours de 35% de liquide [10, 11] (voir aussi chapitre 1). Ce milieu fut évidemment considéré comme essentiellement solide et l'atténuation sismique, attribuée à une température élevée et éventuellement à la présence de petites poches de liquide [12]. Construits sur ces bases, des modèles numériques montrent que, sitôt déposés au plancher de la lentille liquide sommitale, ces gabbros seraient soumis à une subsidence liée à l'ouverture à la dorsale. La subsidence s'accompagnerait d'une déformation importante qui favoriserait la compaction et la déformation à l'état solide du milieu [13, 14]. Nous n'acceptons pas totalement ce modèle parce que nos études dans les ophiolites, surtout dans celle du Sultanat d'Oman, nous ont appris que la déformation effectivement observée dans les gabbros était le résultat d'un

⁽¹⁾ Les "dorsales océaniques" sont les limites divergentes des plaques océaniques. Situées au milieu des océans, elles sont le lieu principal de remontée de magmas, issus de la fusion partielle du manteau, vers la surface du globe. C'est par cristallisation de ces magmas, dans les chambres dont traite ce chapitre, que se crée la croûte océanique; c'est "l'accrétion océanique".

⁽²⁾ L'ophiolite d'Oman (environ 500 km de long pour 50 km de large) est l'une des plus grandes, et du fait du climat très aride du Sultanat d'Oman, l'une des plus accessibles. Elle offre probablement le meilleur terrain au monde pour ce type d'études. Pour en savoir plus : "Les Montagnes sous la mer", A. Nicolas [4].

⁽³⁾ Moho = discontinuité de Mohorovicic; limite entre le manteau et la croûte, identifiée par le sismologiste du même nom et définie par un contraste de vitesses sismiques..

écoulement magmatique en suspension, et non de l'écoulement plastique comme on aurait dû l'attendre dans le cas d'un milieu solide [15, 16]. Pour cette raison, nous avons dû envisager que l'ensemble du domaine d'atténuation sismique représentait la chambre magmatique et, par conséquent, que celle-ci ne pouvait être restreinte à la seule lentille liquide (Fig. 3c)⁽¹⁾. La question centrale devient alors

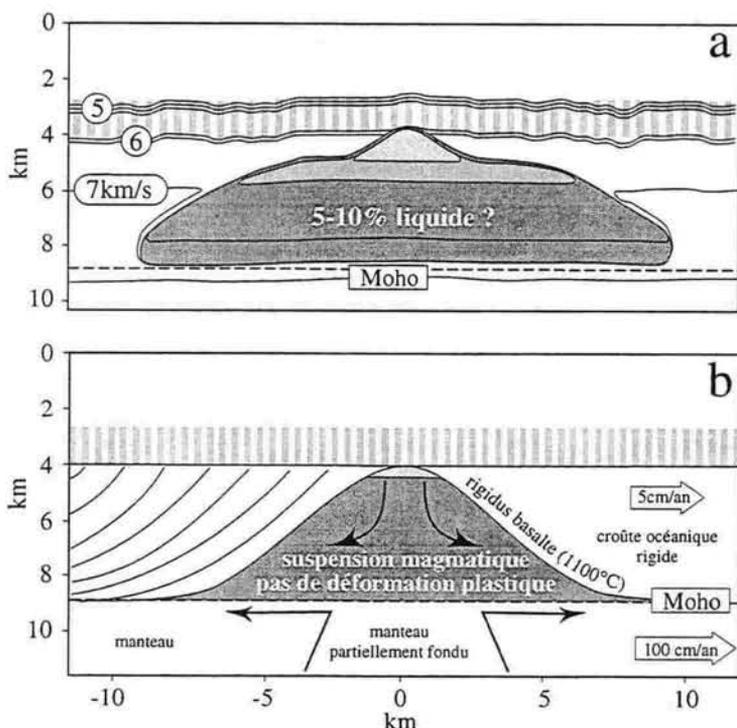


Fig. 3 - Modèles schématiques de chambre magmatique de dorsale océanique, vus en coupe perpendiculaire à l'axe de la dorsale (voir texte). Les chambres magmatiques aux dorsales dites "rapides" (> 6-7 cm/an) sont alimentées suffisamment fréquemment (par du liquide basaltique provenant du manteau) pour être permanentes. Ces coupes représentent donc des états stationnaires, isovolumes, ou la lentille liquide du sommet est remplie (probablement via des filons) au fur et à mesure que l'expansion océanique progresse et que les gabbros cristallisent. Les rayures grises au sommet de la croûte figurent les parties extrusives de celle-ci, le complexe filonien et les laves, qui cristallisent beaucoup plus rapidement que les gabbros sous-jacent. (a) Modèle tomographique issu des mesures sismiques à la dorsale Est-Pacifique (d'après [27]). La petite zone en gris clair schématise la lentille liquide surmontant la zone triangulaire de plus faible atténuation sismique. (b) Modèle interprété des données sismiques (a) et des observations dans l'ophiolite d'Oman [16, 18, 28, 29]. Le manteau et les gabbros inférieurs sont mécaniquement couplés; la déformation intense subie par les gabbros est le produit de l'écoulement forcé qui résulte de ce couplage et de la subsidence depuis la lentille liquide sommitale.

⁽¹⁾ Les modèles les plus récents de chambres magmatiques aux dorsales rapides [30, 31] font état d'une source double pour la cristallisation des gabbros dans la chambre: par le haut, au niveau de la lentille liquide, et par le bas au niveau du Moho. Cette modification du modèle ne change pas fondamentalement le problème posé ici, du mécanisme de déformation opérant dans les gabbros et de leur viscosité. Nous avons donc choisi, par souci de clarté, de ne pas prendre ici en compte cet aspect du fonctionnement des chambres magmatiques.

celle d'expliquer comment l'écoulement en suspension peut se produire pour des fractions liquides bien en dessous du seuil critique de 35% et probablement inférieures à 20%. Nous présentons ci-dessous nos derniers résultats qui donnent des éléments de réponse à cette question [17]. Ces nouveaux concepts quant à la rhéologie et à l'origine de certaines structures des chambres magmatiques et des gabbros auraient un effet en retour sur les modèles classiques des chambres magmatiques continentales. Avant de présenter ces résultats il semble nécessaire de résumer les données de terrain concernant la structure et la dynamique des gabbros ophiolitiques.

2.2. Structures et dynamique des gabbros ophiolitiques

Nous avons vu que les gabbros d'Oman subissent une intense déformation magmatique liée à la subsidence depuis le plancher de la lentille liquide à moins 2km sous le fond de la mer jusqu'au Moho situé 4km en dessous, ainsi qu'à l'entraînement par le manteau animé d'une grande vitesse juste sous le Moho (Fig. 3c). Sur le terrain, les structures induites par ces écoulements sont tout à fait comparables à celles qui résultent de l'écoulement à l'état solide dans les gneiss des domaines continentaux affectés par de grandes déformations ductiles⁽¹⁾. Ainsi, les gabbros développent une foliation (surface dans laquelle les minéraux sont préférentiellement couchés), parallèle au litage et généralement très bien marquée dans la roche (Fig. 4a) et une linéation d'étirement (orientation préférentielle des minéraux dans le plan de foliation). Toutes les hétérogénéités lithologiques préexistantes subissent une rotation et s'allongent maintenant en lentilles parallèles dans le plan de foliation. Les hétérogénéités de l'écoulement induisent d'autres structures comme des plis (Fig. 4b), qui sont généralement transposés jusqu'à des plis en fourreau dont l'axe est parallèle à la linéation, des boudins (Fig. 4c), des zones de cisaillement normales (Fig. 4d-f) et souvent conjuguées. A l'échelle microstructurale, les minéraux en forme de tablette, principalement les plagioclases, s'orientent fortement parallèlement à la foliation (Fig. 4a). L'absence de tout signe de déformation plastique intracristalline (macles mécaniques, courbures ou torsions des réseaux, recristallisation dynamique) démontre que les structures observées sont purement magmatiques. Sur le terrain, on peut suivre dans ces gabbros les effets d'une compaction croissante (Fig. 4d-f). Les structures homogènes et pénétratives comme la foliation sont induites par un écoulement homogène correspondant à une fraction liquide supérieure ou égale au seuil critique (absence de connexion de la phase solide en suspension). Au dessous de ce seuil, dans un état appelé "submagmatique", apparaissent des structures de déformation hétérogène de plus en plus espacées au fur et à mesure que la fraction liquide diminue. On observe d'abord des zones de cisaillement à l'échelle du centimètre en lame mince, puis à l'échelle du décimètre ou du mètre (Fig. 4d-f) et finalement à l'échelle de la dizaine de mètres sur les affleurements du terrain. Dans

⁽¹⁾ Le terme "ductile" est classiquement utilisé par les géologues pour définir la déformation continue, à l'état solide, des roches de la croûte profonde (zones de cisaillement par exemple), par opposition à la déformation cassante dans la croûte supérieure.

ce dernier cas les zones de cisaillement qui jusqu'alors étaient entièrement magmatiques contiennent des traces de plasticité cristalline. On admet que cette progression correspond à la croissance des unités de glissement. Dans le stade magmatique, l'unité est le cristal lui même et la déformation est par conséquent homogène à toute échelle. Dans le stade submagmatique, la déformation devient progressivement de plus en plus hétérogène, se concentrant dans des zones de glissement séparées par des blocs de cristaux de taille croissante dont la compacité est telle qu'elle ne permet plus de glissement aux joints de grains.

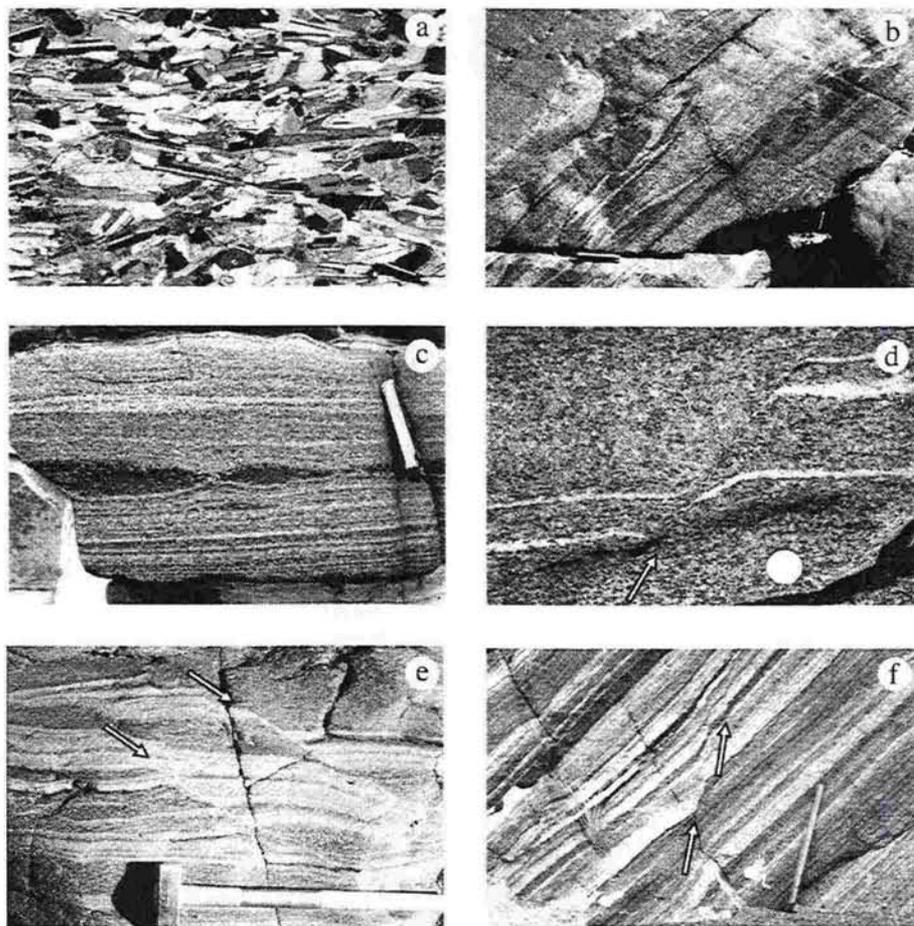


Fig. 4 - Structures magmatiques des gabbros de l'ophiolite d'Oman. a) Foliation magmatique, vue perpendiculairement au microscope optique (lumière polarisée et analysée) ; la foliation est définie par l'orientation préférentielle planaire des minéraux, notamment les plagioclases. b) Plis (l'échelle est donnée par la règle, longue de 10cm). c) Boudins (lit plus riche en olivine, légèrement moins déformable, étiré parallèlement à la direction principale d'écoulement). Même échelle que b). (d, e et f) Bandes de cisaillement à différentes échelles, indiquées par les flèches blanches. L'échelle est donnée par la pièce de monnaie (e) et le marteau (1m environ, e et f).

2.3. Ecoulement en suspension pour de faibles fractions liquides

2.3.1. Effet géométrique des fabriques de formes

Les fortes orientations préférentielles de forme présentées par les gabbros ophiolitiques suggèrent que, par suite d'écoulements importants en suspension, la compaction fut très forte et, par conséquent la quantité de liquide nécessaire au glissement cristal sur cristal, fortement réduite. On peut illustrer cette situation par ce qu'on pourrait appeler "l'effet sucrier": il est clair que la quantité d'air qui sépare des morceaux de sucres empilés dans leur boîte d'origine est très inférieure à celle d'un sucrier. Nous avons voulu observer et quantifier cet effet d'orientation préférentielle par des expériences sur des tablettes de paraffine en suspension dans une huile organique (Fig. 5). Cette mixture était comprimée par le mouvement

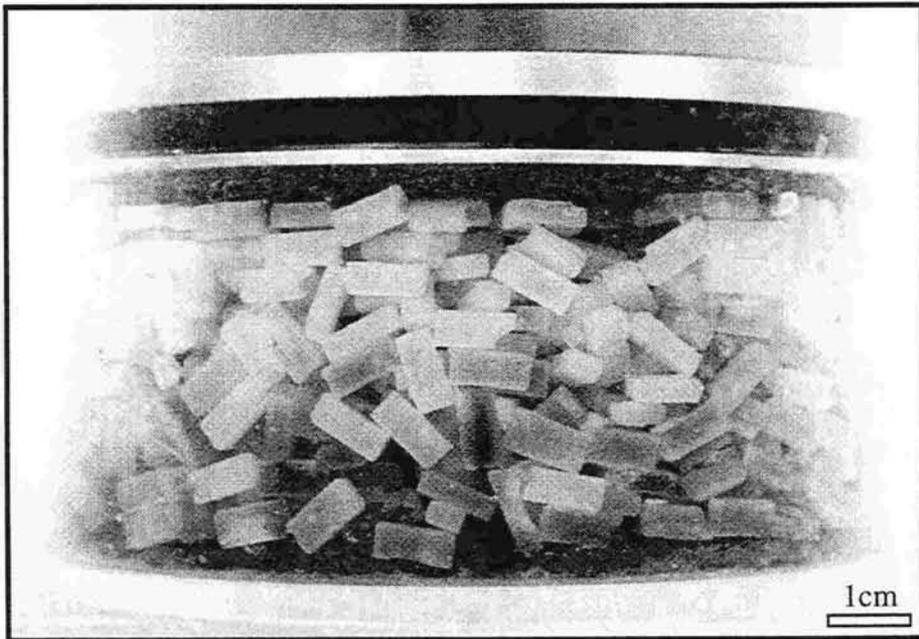


Fig. 5 - Compression et cisaillement expérimentaux d'une suspension de tablettes de paraffine (voir texte). La photographie montre un stade peu avancé de l'expérience.

vertical d'un piston poreux en même temps qu'elle était cisailée par la rotation de ce même piston au sein d'un cylindre fixe. Ce dispositif a permis de descendre le seuil critique de 35% à environ 20% de liquide [18]. Deux conclusions furent tirées de ces expériences :

- 1) lors du cisaillement, les tablettes qui ont glissé l'une sur l'autre se bloquent rapidement contre des tablettes orientées obliquement (Fig. 5). Cet effet tend à bloquer la compaction pour environ 30% de liquide,

2) ce blocage ne peut être supprimé et la compaction ne peut se poursuivre que si un mécanisme d'accommodation intervient. Dans nos expériences, ce mécanisme était soit l'érosion mécanique des tablettes (comme par exemple dans l'expérience de la figure 5) soit leur déformation obtenue en chauffant l'ensemble du dispositif. On peut ainsi descendre à 20% de liquide sans qu'on soit pour autant dans un stade de déformation à l'état solide proprement dit, car l'essentiel de la déformation continue de se faire par mouvements de particules les unes par rapport aux autres.

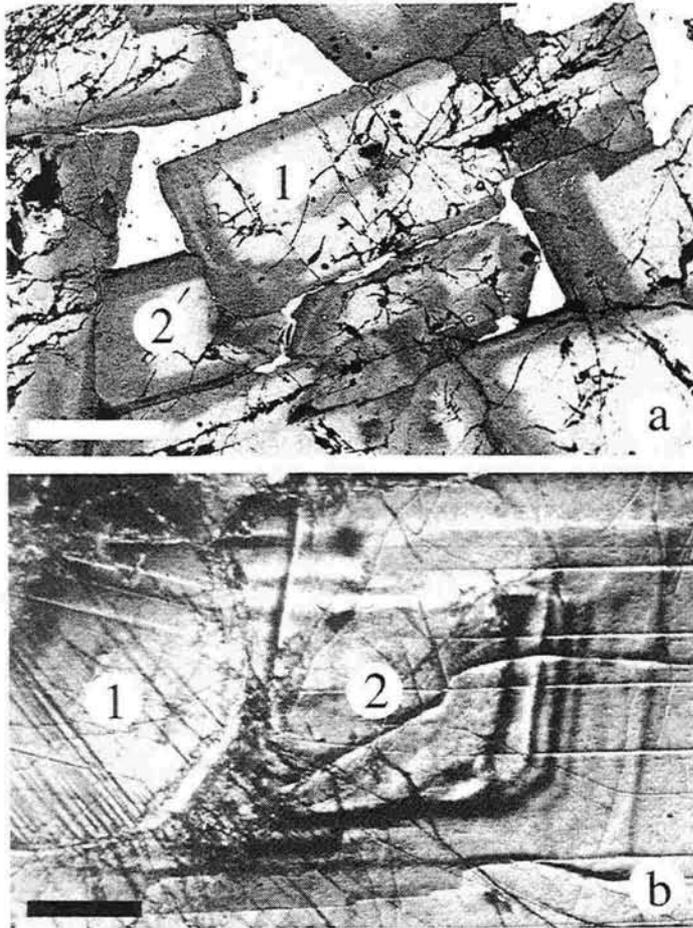


Fig. 6 - Figures d'indentation entre cristaux de plagioclase [17] (voir texte). (a) Gabbro de l'ophiolite d'Oman, vu au microscope électronique à balayage (électrons rétrodiffusés). La barre d'échelle est de 0,5mm); les zones différemment teintées en gris correspondent à des zones chimiquement différentes. (b) Gabbro de la dorsale Est-Pacifique (Hess Deep), vu au microscope optique en lumière réfléchi et contraste interférentiel (Nomarski). La barre d'échelle est de 0,1mm); les zones en reliefs sont autant de zones chimiquement différentes dans le cristal 2.

2.3.2. Mécanisme d'accommodation dans les gabbros

La recherche d'un mécanisme d'accommodation permettant de réduire l'effet des cristaux mal orientés nous a conduit à la découverte de figures d'indentation dans les plagioclases de gabbros ophiolitiques et océaniques [17]. Ces figures d'indentation sont spectaculaires quand les cristaux de plagioclases présentent des zonages chimiques dus à leur croissance car l'on observe alors que le cristal indenteur (1) pénètre à travers la bordure zonée du cristal indenté (2) (Fig. 6). Ceci démontre que les structures observées ne sont pas dues à une croissance tardive du plagioclase mais bien à un effet de pénétration. Nous avons pu ainsi conclure que le mécanisme d'accommodation dans ces gabbros était la dissolution chimique activée par la concentration de contraintes au point de contact entre deux cristaux placés en situation de blocage. Ce mécanisme est d'ailleurs bien connu dans des roches saturées en eau et qui se déforment à basse température, par exemple au cours du métamorphisme dynamique [19]. La dissolution sous contrainte a fait par ailleurs l'objet d'une théorie thermodynamique [20, 21].

2.4. Rhéologie d'une suspension gabbroïque hyper-dense

La figure 7 illustre schématiquement le processus que nous envisageons pour la déformation des suspensions hyper-denses présentes dans les chambres magmatiques. Comme le suggèrent les expériences avec les tablettes de paraffine, nous admettons que les particules glissent sur les films liquides jusqu'à leur blocage. La dissolution au point de contact, favorisée par la concentration de contraintes, permet d'effacer les obstacles et d'engager un nouvel épisode de glissement pour la particule considérée. Si cette interprétation est correcte, nous pouvons lui appliquer le formalisme de l'équation d'Orowan qui décrit le fluage-dislocation en terme de glissement de dislocations associé à la montée, elle même contrôlée par la diffusion, de ces dernières [22].

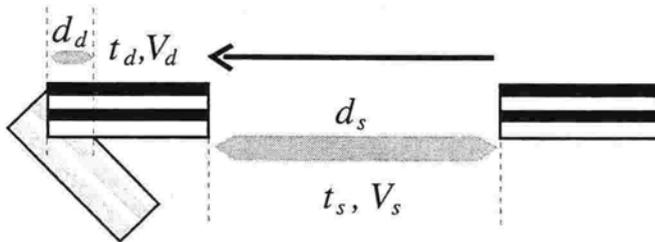


Fig. 7 - Schéma d'un cycle élémentaire de déformation. Le cristal glisse jusqu'au blocage contre un cristal voisin. Le glissement ne peut reprendre que si le blocage est supprimé, par dissolution sous contrainte (voir texte).

Sur la figure 7, d_s est la distance du déplacement libre qui se produit pendant un temps relativement court t_s avec une vitesse élevée V_s (phase de glissement aux joints de grain). Le déplacement d_d lié au processus de dissolution est beaucoup plus restreint et t_d le temps nécessaire pour ce processus, très long comparé à t_s car il est contrôlé par la diffusion ; V_d est la vitesse de dissolution (phase de blocage dans un épisode élémentaire de déformation). La vitesse de déformation globale est :

$$(1) \quad V = \frac{d_s + d_d}{t_s + t_d}$$

qui peut s'écrire $V \approx d_s/t_d$, avec $d_s \gg d_d$ and $t_d \gg t_s$.
Puisque $t_d = d_d/V_d$, cette expression devient :

$$(2) \quad V = \frac{d_s}{d_d} V_d, \text{ équivalent à } \dot{\epsilon} = \frac{d_s}{d_d} \dot{\epsilon}_d$$

Pour estimer $\dot{\epsilon}$, les distances caractéristiques d_s et d_d doivent être mesurées et $\dot{\epsilon}_d$ doit être connu expérimentalement.

Nos études structurales montrent que la distance moyenne d'indentation est de l'ordre de 0,1 mm (fig. 5). L'estimation de la distance de glissement est un peu plus délicate. Considérant la dimension moyenne des lattes de plagioclases (1,5mm) et l'observation de l'alignement de 6 à 8 cristaux en moyenne entre des obstacles, nous estimons cette distance entre 6-10 mm. Le paramètre le moins connu est $\dot{\epsilon}_d$ le taux de déformation en régime de dissolution-cristallisation. Les seules données dont nous disposons pour l'instant sont les expériences de Montardi [23]. Malheureusement, ces expériences ont été réalisées avec des tailles de grain très inférieures (5 à 30 μm) à celles considérées ici, et les résultats doivent être extrapolés. Néanmoins, nous arrivons à l'estimation suivante du taux de dissolution :

$$\dot{\epsilon}_d \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$$

Nous pouvons alors écrire pour le taux de déformation global :

$$\dot{\epsilon} \approx 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$$

A partir de ce taux de déformation, on peut estimer la viscosité d'un tel milieu en admettant, en première approximation, que l'écoulement est Newtonien et que les contraintes appliquées sont du même ordre de grandeur que celles que l'on accepte pour le manteau asthénosphérique immédiatement sous-jacent, soit 1 à 10 MPa. La viscosité μ est alors de l'ordre de 10^{15} Pa.s. Il est intéressant de noter que des viscosités du même ordre de grandeur sont obtenues par une approche complètement différente: de récents modèles numériques de la chambre magmatique [24] montrent que si la viscosité est plus basse, de la convection thermique apparaît dans la chambre, ce qui est en désaccord avec les observations de terrain.

2.5. Conclusion

La zone à faible vitesse sismique mise en évidence sous les dorsales océaniques rapides est classiquement interprétée comme le témoin d'une zone essentiellement solide et chaude contenant de faibles quantités de liquide. La nature incontestablement magmatique des structures observées dans les gabbros des ophiolites issus de ces domaines montre que le seuil (% de liquide) critique séparant l'écoulement en suspension de l'écoulement à l'état solide est fortement abaissé dans ce milieu. On sait par ailleurs que l'estimation d'une fraction de liquide à partir de mesures de vitesses sismiques est un exercice difficile et imprécis [25]. Il est donc fort possible que les 5-10% estimés par les géophysiciens puissent être sérieusement majorés et, pourquoi pas, atteindre les 20% qui correspondent à la fraction la plus faible obtenue dans nos expériences analogiques. Pour atteindre cette valeur, qui correspond à peu près à la moitié du seuil critique habituellement retenu, nous avons envisagé deux mécanismes complémentaires : (1) le développement d'une orientation préférentielle de forme très forte en relation avec l'écoulement en suspension et (2) la dissolution aux points de contact entre des cristaux bloquant la poursuite du glissement grain sur grain. La lenteur de ce second mécanisme, contrôlé par la diffusion, explique les viscosités extraordinairement élevées envisagées pour ce type de "suspension". Une viscosité de l'ordre de 10^{15} Pa.s est beaucoup plus proche de celle de l'asthénosphère solide sous-jacente (10^{19} à 10^{20} Pa.s) que de celle d'un liquide basaltique (10^1 à 10^2 Pa.s). C'est d'ailleurs le rapprochement entre la viscosité du manteau partiellement fondu sous-jacent et celle des gabbros partiellement cristallisés de la chambre magmatique qui explique le remarquable couplage mécanique entre les deux domaines mis en évidence dans l'ophiolite d'Oman. Ces interprétations concernant la structure des chambres magmatiques aux dorsales océaniques et leur rhéologie ne peuvent rester sans conséquence sur l'interprétation des chambres magmatiques intracontinentales où des structures comparables sont parfois observées [26].

2.6. Références

1. **McBirney, A.R.**, 1993. *Igneous petrology (2nd edition)*. Jones and Bartlett, Boston.
2. **Wager, L.R., et Brown, G.M.**, 1968. *Layered igneous rocks*. Oliver and Boyd, Edinburgh and London.
3. **Nicolas, A.**, 1989. *Structures in ophiolites and dynamics of oceanic lithosphere*. Kluwer, Dordrecht.
4. **Nicolas, A.**, 1990. *Les montagnes sous la mer*. Editions du BRGM, Orléans.
5. **Nicolas, A., Reuber, I., et Benn, K.**, 1988. A new magma chamber model based on structural studies in the Oman ophiolite. *Tectonophysics*, 151, 87-105.
6. **Morton, J.L., et Sleep, N.H.**, 1985. Seismic reflections from a Lau Basin magma chamber. in "*Geology and offshore resources of Pacific island arcs-Tonga region*" (D.W. Schol and T.L. Vallier, eds). Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources, Earth Science Series, 2, 441-453.
7. **Hale, L.D., Morton, C.J., et Sleep, N.H.**, 1982. Reinterpretation of seismic reflection data over the East Pacific Rise. *J. Geophys. Res.*, 87, 7707-7717.

8. Vera, E., Mutter, J.C., Buhl, P., Orcutt, J.A., Harding, A.J., Kappus, M.E., Detrick, R.S., et Brocher, T.M., 1990. The structure of 0- to 0.2- m.y.-old oceanic crust at 9°N on the East Pacific Rise from expanded spread profiles. *J. Geophys. Res.*, 95, 15529-15556.
9. Detrick, R.S., Buhl, P., Vera, E., Mutter, J., Orcutt, J., Madsen, J., et Brocher, T., 1987. Multi-channel seismic imaging of a crustal magma chamber along the East Pacific Rise. *Nature*, 326, 35-41.
10. Van der Molen, I., et Paterson, M.S., 1979. Experimental deformation of partially-melted granite. *Contr. Miner. Petrol.*, 70, 299-318.
11. Fernandez, A.N., et Gasquet, D.R., 1994. Relative rheological evolution of chemically contrasted coeval magmas: example of the Tichka plutonic complex (Morocco). *Contr. Miner. Petrol.*, 116, 316-326.
12. Caress, D.W., Burnett, M.S., et Orcutt, J.A., 1992. Tomographic image of the axial low-velocity zone at 12°50'N on the East Pacific Rise. *J. Geophys. Res.*, 97, 9243-9263.
13. Phipps Morgan, J., et Chen, Y.J., 1993. The genesis of oceanic crust: magma injection, hydrothermal circulation, and crustal flow. *J. Geophys. Res.*, 98, 6283-6297.
14. Quick, J.E., et Denlinger, R.P., 1993. Ductile deformation and the origin of layered gabbro in ophiolites. *J. Geophys. Res.*, 98, 14015-14027.
15. Benn, K., et Allard, B., 1989. Preferred mineral orientations related to magmatic flow in ophiolite layered gabbros. *J. Petrol.*, 30, 925-946.
16. Nicolas, A., Boudier, F., et Ildefonse, B., 1994. Evidence from the Oman ophiolite for active mantle upwelling beneath a fast-spreading ridge. *Nature*, 370, 51-53.
17. Nicolas, A. et Ildefonse, B., 1996. Flow mechanism and viscosity in basaltic magma chambers. *Geophys. Res. Lett.*, 16, 2013-2016.
18. Nicolas, A., Freyrier, C., Godard, M., et Vauchez, A., 1993. Magma chambers at oceanic ridges : how large ? *Geology*, 21, 53-56.
19. Gratier, J.P., 1984. *La déformation des roches par dissolution-cristallisation. aspects naturels et expérimentaux de ce fluage avec transfert de matière dans la croûte supérieure.* Thèse d'Etat, Université Scientifique et médicale de Grenoble.
20. Paterson, M.S., 1973. Non-hydrostatic thermodynamics and its geological applications. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 11, 355-389.
21. Kamb, W.B., 1959. Theory of preferred orientation developed by crystallization under stress. *J. Geol.*, 67, 153-170.
22. Nicolas, A., et Poirier, J.P., 1976. *Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks.* Wiley, London.
23. Montardi, Y., 1987. *Etude du frittage et de la déformation plastique expérimentale de plagioclases.* Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
24. Chenevez, J., 1996. *Modélisation numérique des chambres magmatiques sous les dorsales océaniques rapides à partir de données ophiolitiques et marines.* Thèse de doctorat, Université Montpellier II.
25. Sato, H., Sacks, I.S., et Murase, T., 1989. The use of laboratory velocity data for estimating temperature and partial melt fraction in the low-velocity zone : comparison with heat flow and electrical conductivity studies. *J. Geophys. Res.*, 94, 5689-5704.
26. Nicolas, A., 1992. Kinematics in magmatic rocks with special reference to gabbros. *J. Petrology*, 33, 891-915.
27. Harding, A.J., Orcutt, J.A., Kappus, M.E., Vera, E.E., Mutter, J.C., Buhl, P., Detrick, R.S., et Brocher, T.M., 1989. Structure of young oceanic crust at 13°N on the East Pacific Rise. *J. Geophys. Res.*, 94, 12163-12196.
28. Nicolas, A., 1994. The genesis of oceanic crust - magma injection, hydrothermal circulation, and crustal flow - comment. *J. Geophys. Res.*, 99, 12029-12030.

29. **Nicolas, A., et Boudier, F.**, 1995. Mapping oceanic ridge segments in Oman ophiolites. *J. Geophys. Res.*, 100, 6179-6197.
30. **Boudier, F., Nicolas, A., et Ildefonse, B.**, 1996. Magma chambers in the Oman ophiolite : fed from the top or from the bottom ? *Earth Planet. Sci. Lett.*, 144, 239-250.
31. **Kelemen, P., Koga, K., et Shimizu, N.**, 1997. Geochemistry of gabbro sills in the crust-mantle transition zone of the Oman ophiolite: implications for the origin of the oceanic lower crust. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 146, 475-488.

Écoulements pyroclastiques et avalanches de débris en domaine volcanique

Jean-Luc Schneider

3.1. Introduction

Les éruptions explosives produisent des volumes parfois considérables ($> 1000 \text{ km}^3$) de matériaux granulaires d'origine essentiellement magmatique. Ces masses granulaires peuvent s'écouler sur les pentes des édifices volcaniques. L'ensemble de ces écoulements est regroupé sous le terme d'*écoulements pyroclastiques*⁽¹⁾. D'autre part, en association ou non avec des éruptions, des écoulements catastrophiques peuvent résulter de la déstabilisation des flancs des volcans : ce sont les *avalanches de débris volcaniques*. Les exemples récents des éruptions du Mont Saint Helens (U.S.A.) en 1980 et celles du Pinatubo (Philippines) et de l'Unzen (Japon) en 1991 nous rappellent que ces processus gravitaires volcaniques représentent un risque majeur pour les populations. L'objectif de cette synthèse est de présenter les principales caractéristiques des dépôts et des mécanismes de transport de ces écoulements en contexte volcanique.

3.2. L'activité volcanique : produits et mécanismes

L'activité volcanique témoigne de la remontée d'un magma à la surface du globe. Lorsque le magma est pauvre en silice ($\text{SiO}_2 < 52\%$) et en fluides volatiles, et que sa viscosité est faible, son dégazage lors de son ascension est aisé et il y a épanchement de coulées de lave. En revanche, les magmas visqueux et/ou riches en fluides peuvent être à l'origine de violentes explosions.

3.2.1. Les explosions volcaniques et leurs produits

Les explosions volcaniques résultent de la décompression rapide des gaz dissous dans les magmas au cours de leur ascension vers la surface. D'importants volumes de particules d'origine directement magmatique (fragments juvéniles : verre et cristaux) ou provenant de formations plus anciennes (fragments lithiques : roches) sont produits par fragmentation au cours des explosions. Ce sont les *pyroclastes* (du grec *puros* "feu" et *klastos* "brisé") dont la taille varie du micromètre au mètre.

⁽¹⁾ les écoulements pyroclastiques correspondent aux *coulées pyroclastiques denses* et aux *déferlantes*.

Les *ponces* correspondent à des particules vitreuses très vésiculées. Pour cette raison leur densité est faible. Les *cenclres* sont des pyroclastes dont la taille est inférieure à 2 mm. L'interaction explosive entre un magma et de l'eau de surface (aquifère, lac, eau de mer, neige) peut également conduire à une fragmentation du magma. Les particules formées sont des *hydroclastes* qui présentent une vésiculation moins importante que les pyroclastes. Les particules libérées par des mécanismes volcaniques sont appelées volcanoclastiques.

Les explosions volcaniques génèrent ainsi des mélanges de pyroclastes (ou d'hydroclastes), de gaz, d'eau, dont la densité est supérieure à celle de l'atmosphère [1-4]. Ces mélanges qui proviennent le plus souvent du panache du volcan (colonne éruptive) vont avoir tendance à retomber ou à s'écouler sous l'effet de la gravité donnant naissance à des *retombées* et des *écoulements pyroclastiques*.

3.2.2. Les écoulements gravitaires en domaine volcanique

Les écoulements pyroclastiques correspondent à un ensemble d'écoulements gravitaires de matériaux granulaires qui se produisent au cours des explosions volcaniques [1-4]. Ils se forment, soit directement sous l'effet de la décompression explosive, soit plus généralement par l'effondrement de la partie basale de la colonne éruptive. Ce sont certainement les phénomènes volcaniques les plus dangereux.

Il s'agit pour l'essentiel d'écoulements concentrés et chauds (de 700-850°C pour les plus chauds à moins de 100°C pour les plus froids) de pyroclastes juvéniles et de particules lithiques qui se déplacent en suspension au contact du sol à des vitesses de l'ordre de 10 à 100 m.s⁻¹ sous l'effet de la gravité [1]. La diversité de ces écoulements est fonction du type d'éruption volcanique et du comportement de la masse granulaire au cours de son déplacement, mais aussi des caractéristiques des matériaux présents en suspension dans l'écoulement.

La classification des écoulements pyroclastiques n'est pas aisée car il existe de nombreux intermédiaires entre les différentes catégories. La subdivision des types d'écoulements [5] repose principalement sur la concentration en particules solides (et donc sur la densité) de la masse granulaire (Fig. 1). On distingue ainsi les *écoulements pyroclastiques denses* ("pyroclastic flows" des auteurs de langue anglaise) dont la densité est relativement élevée et les *déferlantes* ("surges") qui correspondent à des écoulements plus dilués. Parmi les écoulements denses, les *coulées de ponce* sont riches en éléments très vésiculés (ponces dominantes) alors que les éléments des *nuées ardentes* sont faiblement ou non vésiculés (densité plus élevée). La figure 2 présente une classification génétique des écoulements pyroclastiques denses en fonction de la densité (vésiculation) des éléments et, dans une moindre mesure, de leur nature pétrographique et des mécanismes à l'origine des écoulements.

On reconnaît également des écoulements gravitaires qui ne sont pas directement liés à l'activité volcanique. Ils résultent de glissements de terrain sur les flancs des volcans : ce sont les *avalanches de débris volcaniques* [6, 7].

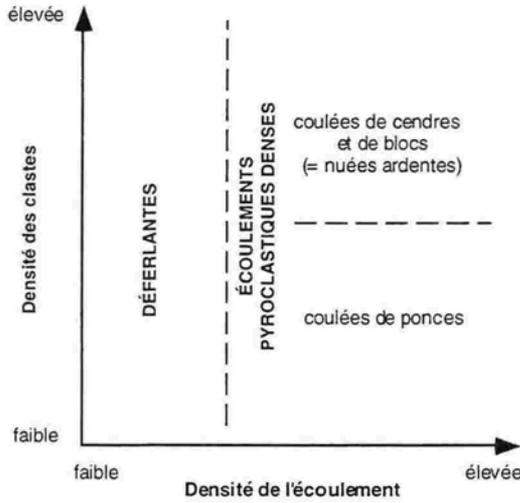


Fig. 1 - Principaux types d'écoulements pyroclastiques. La densité des clastes est liée à leur nature et à l'importance de la vésiculation. La densité de l'écoulement dépend de la concentration des particules solides par rapport à la phase fluide (gaz). D'après Francis [6], légèrement modifié.

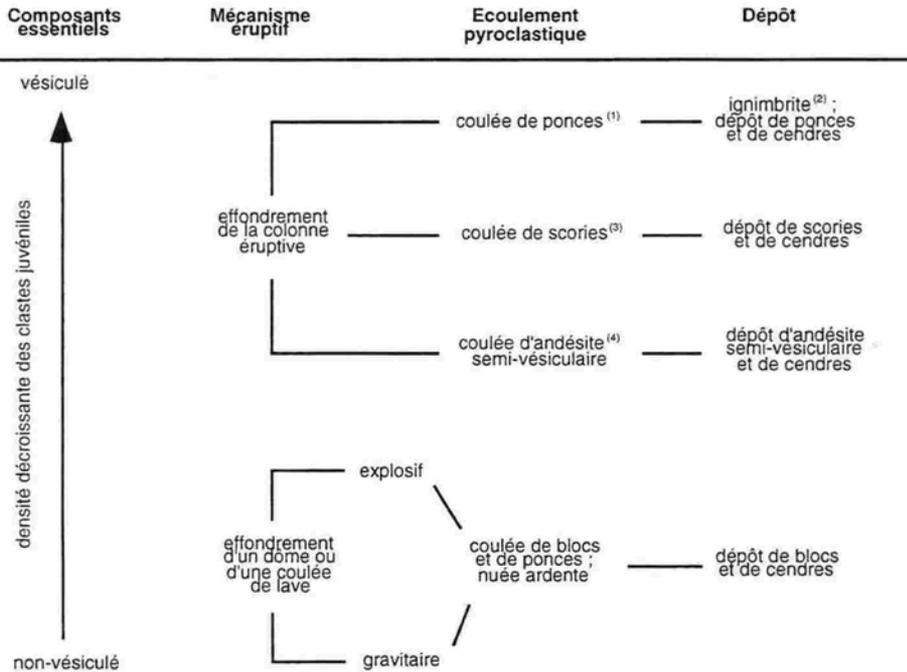


Fig. 2 - Classification génétique des écoulements pyroclastiques denses. (1) les ponces sont des particules fortement vésiculées de faible densité ; (2) une ignimbrite correspond au dépôt d'une coulée de ponces ; (3) les scories sont des particules vésiculées de composition basaltique ($\text{SiO}_2 < 52\%$) et donc plus denses que les ponces ; (4) l'andésite est une roche volcanique de composition intermédiaire ($52\% < \text{SiO}_2 < 57\%$). D'après Wright et al. [5].

3.3. Les écoulements pyroclastiques denses

Les écoulements pyroclastiques denses (coulées de ponces et nuées ardentes) sont, pour l'essentiel, des mélanges partiellement fluidifiés de gaz et de particules qui se déplacent sous la forme d'un écoulement gravitaire généralement non turbulent.

3.3.1. Origine des écoulements

Les coulées de ponces sont des écoulements gravitaires riches en particules vésiculées (ponces) de faible densité ($d = 1,5$ env.). Ces écoulements se forment principalement par l'effondrement de colonnes éruptives qui deviennent plus denses que l'atmosphère [2, 3, 8]. La transformation de l'énergie potentielle acquise par le matériel pyroclastique au cours de son ascension dans la colonne éruptive en énergie cinétique permet le déplacement rapide de la masse pyroclastique qui s'écoule alors à la surface.

Les nuées ardentes, riches en particules denses, correspondent à des écoulements de faible volume ($< 1 \text{ km}^3$). Elles peuvent se former par désintégration explosive de dômes de laves, au cours de l'effondrement gravitaire de dômes, d'aiguilles ou de coulées de laves, ou encore par l'effondrement d'une colonne éruptive [9].

3.3.2. Caractéristiques des dépôts

Les dépôts des coulées pyroclastiques denses sont constitués de particules (cristaux, échardes de verre, ponces et fragments lithiques) dont les proportions respectives peuvent varier fortement. Le volume des dépôts est extrêmement variable : de $0,001$ à 1 km^3 pour les dépôts de faible extension à plus de 1000 km^3 pour les plus importants. Les coulées de volume important et riches en ponces, résultant de la vidange de la partie supérieure de chambres magmatiques lors de la formation des caldérans ⁽¹⁾, conduisent au dépôt des *ignimbrites* ⁽²⁾ [10]. Les ignimbrites occupent de très larges surfaces et peuvent s'accumuler sur des épaisseurs importantes (plusieurs dizaines de mètres). Les dépôts qui résultent d'écoulements chauds ($> 550^\circ\text{C}$) peuvent conserver une température élevée qui favorise la déformation plastique des éléments vitreux au cours de la compaction, voire leur soudure mutuelle (ignimbrites soudées).

Les dépôts occupent généralement le fond des vallées. Lorsque leur volume est faible (dépôts de nuées ardentes et de coulées de ponces de faible volume), les dépôts montrent des bourrelets concentriques et sont bordés de levées latérales qui suggèrent une analogie avec des dépôts de coulées de débris. Cet aspect disparaît pour les dépôts de volume plus important. Le matériel volcanoclastique présent est généralement mal classé ; les particules les plus grossières "flottant" alors dans une

⁽¹⁾ une caldéra correspond à un cratère de diamètre souvent plurikilométrique formé par l'effondrement du toit de la chambre magmatique le long d'un système de failles annulaires.

⁽²⁾ les ignimbrites correspondent aux dépôts des coulées de ponces.

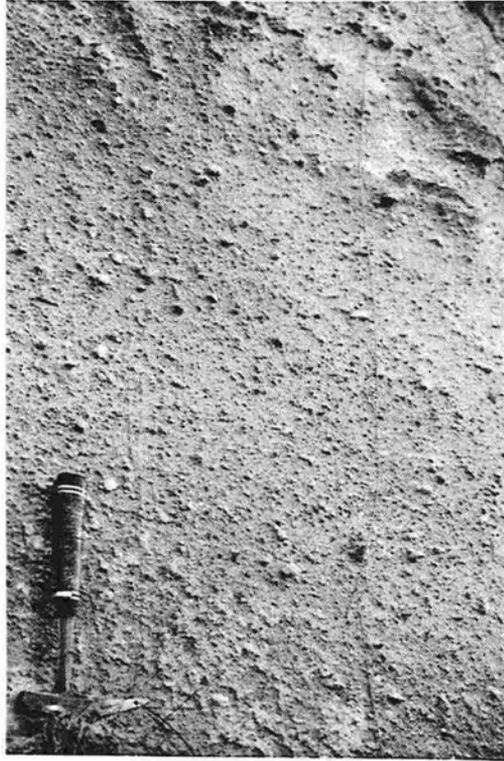


Fig. 3 - Vue de détail d'un dépôt de coulée de ponces (maar du Laacher See, Eifel, Allemagne). Remarquer le mauvais classement des éléments au sein de la matrice fine du dépôt.



Fig. 4 - Dépôt de nuée ardente (Panum Crater, caldéra de Long Valley, Californie, U.S.A.). Remarquer l'aspect grossier et mal classé du dépôt et l'absence de matrice fine (hauteur de la vue : 1,50 m environ).

matrice formée de cendres fines (Fig. 3). Dans les dépôts de nuées ardentes, en revanche, la matrice de cendres fines est peu abondante, voire absente (Fig. 4). Les ignimbrites de volume important s'organisent en séquences qui présentent des caractéristiques constantes (Fig. 5, [11]) et qui témoignent des mécanismes de mise en place. A la base, la couche 1 est stratifiée et les lamines s'organisent fréquemment en faisceaux de litages obliques. La couche 2 correspond au corps principal du dépôt. Sa partie basale (niveau 2a) montre un granoclassemment ⁽¹⁾ inverse des ponces et des lithiques alors que le granoclassemment est normal pour les lithiques et inverse pour les ponces (ségrégation par densité) dans le niveau 2b. La couche 2 présente parfois des conduits d'échappement de gaz. Au sommet, la couche 3 est constituée de cendres fines. L'ensemble des caractéristiques de cette séquence idéale permet de reconstituer la dynamique de l'écoulement pyroclastique

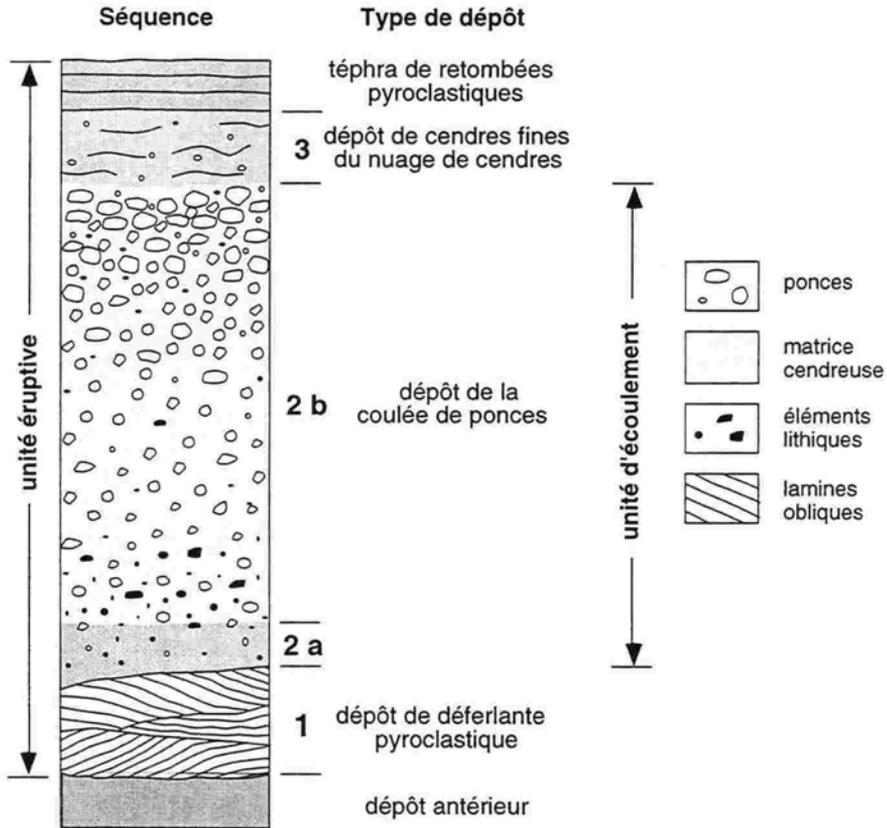


Fig. 5 - La séquence-type des ignimbrites. D'après Sparks et al. [11].

⁽¹⁾ dans un dépôt, le granoclassemment correspond au tri des particules en fonction de leur taille. Le granoclassemment normal se traduit par une réduction de la taille des grains vers le sommet du dépôt, le granoclassemment inverse par une augmentation de leur taille.

3.3.3. Mécanismes d'écoulement et de dépôt

La gravité est le moteur principal du déplacement des écoulements pyroclastiques denses qui est contrôlé par la topographie. Ces coulées présentent une mobilité remarquable qui leur permet de passer des barrières topographiques de plusieurs centaines de mètres de dénivelée [12]. Cette mobilité peut être visualisée sur un diagramme H-L (Fig. 6), où H correspond à la différence d'altitude depuis la source de l'écoulement jusqu'à la zone de dépôt, et L à la longueur horizontale maximale parcourue par l'écoulement, la combinaison des deux définissant une ligne d'énergie [6, 13].

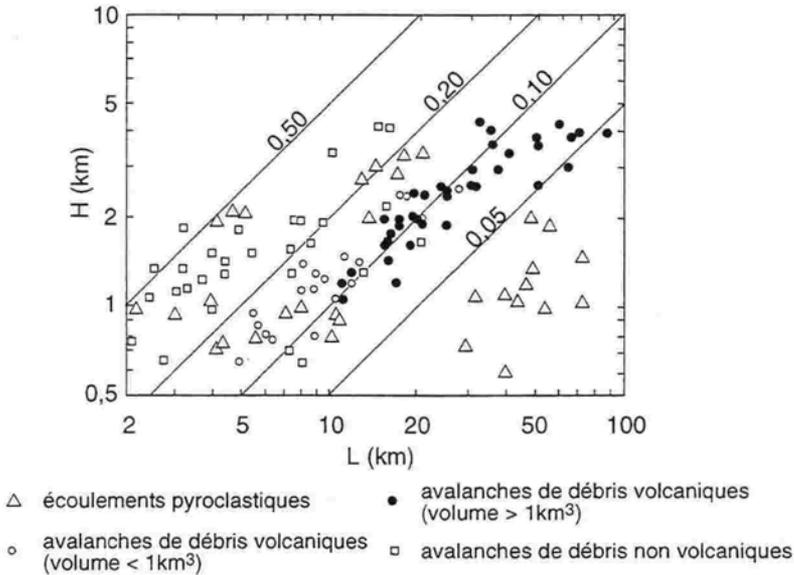


Fig. 6 - Diagramme H-L. Les droites obliques indiquent des lignes d'égal rapport H/L. H : différence d'altitude entre la source et la zone de dépôt ; L : distance horizontale maximale parcourue par l'écoulement. D'après Siebert [6] et Siebert et al. [13].

La rhéologie des écoulements pyroclastiques est mal connue en raison des difficultés pratiques que représente l'observation de ces phénomènes. Cependant, les séquences de dépôt et les analyses théoriques et expérimentales permettent de proposer quelques hypothèses [8, 14-18]. Il semblerait que les écoulements soient turbulents à la base de la colonne éruptive qui s'effondre en raison du caractère très dispersé du matériel pyroclastique dans les gaz volcaniques et l'air [8]. Plus distalement, l'écoulement devient très rapidement laminaire. Les nombres de Reynolds calculés pour les coulées pyroclastiques denses sont très inférieurs à 10^3 [8, 14]. La présence de levées latérales dans les dépôts de faible volume laisse supposer que ces écoulements sont des fluides à seuil de type Bingham [14, 16]. Des valeurs de l'ordre de 0,5 kPa ont été proposées pour le seuil de résistance (yield strength) des ignimbrites [14]. Peu de données sur la viscosité dynamique des écoulements pyroclastiques denses sont disponibles mais elle seraient de l'ordre de $2-30 \times 10^3$ Pa.s [18]. Au début de l'écoulement, la vitesse est maximale et de

l'ordre de 100-300 m.s⁻¹ [8] et proportionnelle à la hauteur de la colonne éruptive. Puis elle décroît en fonction de la friction qui se produit à la base et dans la coulée (interactions grains-à-grains). Ainsi, pour une vitesse initiale de 310 m.s⁻¹ par exemple, une coulée aura encore une vitesse de l'ordre de 100 m.s⁻¹ à une distance de 60 km de la source [8].

La turbulence ne semble pas être un mécanisme prépondérant dans le déplacement des coulées pyroclastiques denses. En revanche, la fluidification gazeuse [16, 17] est un mécanisme possible pour le maintien en suspension des particules. Par le mouvement ascendant des gaz interstitiels à travers la masse granulaire, les particules peuvent être momentanément séparées les unes des autres, et donc susceptibles de mouvements relatifs. Les gaz assurant la fluidification proviennent du dégazage du magma au cours de son ascension, d'une libération progressive au cours de l'écoulement de gaz magmatiques piégés dans les ponces [19], ou encore d'une incorporation d'air au front de la coulée pendant son déplacement. Les gaz se déplacent verticalement au cours de l'écoulement [17] et peuvent être drainés par des conduits au sein de la masse granulaire (couche 3 de la figure 5, Fig. 7).



Fig. 7 - Conduit vertical d'échappement de gaz (flèche) dans l'Ignimbrite Campanienne (région de Naples, Italie). On remarque que le matériel clastique du dépôt apparaît plus grossier dans le conduit que dans la matrice en raison du départ des particules fines qui accompagne l'échappement des gaz. Le stylo donne l'échelle.

Au niveau des conduits, les gaz entraînent les particules fines qui s'échappent pour former un nuage dilué qui s'épanche au-dessus de la coulée ; c'est le phénomène d'éluvation. De même, la remontée des gaz induit une ségrégation des ponces par flottaison en raison de leur faible densité, et leur concentration vers le sommet de la coulée. Les phénomènes de fluidification supposent que les coulées sont peu expansées [16].

Cependant, un travail expérimental récent [15] montre que les structures symptomatiques d'une fluidification gazeuse (conduits de dégazage, éluvation, niveaux enrichis en ponces vers le sommet des séquences de dépôt) peuvent également résulter de la décantation normale d'une suspension polydispersée concentrée, ce qui pourrait être le cas des écoulements pyroclastiques denses. D'autre part, l'absence de classement important des particules dans les dépôts de faible volume en particulier (Fig. 3) témoigne également du caractère concentré de l'écoulement et de son dépôt en masse [1, 15], mais n'est pas forcément lié à un écoulement turbulent.

Pour finir, on peut présenter un modèle possible pour le déplacement des coulées pyroclastiques denses basée sur l'étude de l'ignimbrite de Taupo (Nouvelle-Zélande, Fig. 8, [20]). L'air incorporé au front des coulées peut être rapidement chauffé ; il se dilate et provoque la projection de particules à l'avant de l'écoulement (Fig. 8). La couche 1 de la séquence-type résulte de la turbulence à la base de la tête de l'écoulement. La couche 3 correspond au dépôt des particules fines concentrées et transportées au sein du nuage qui accompagne l'écoulement.

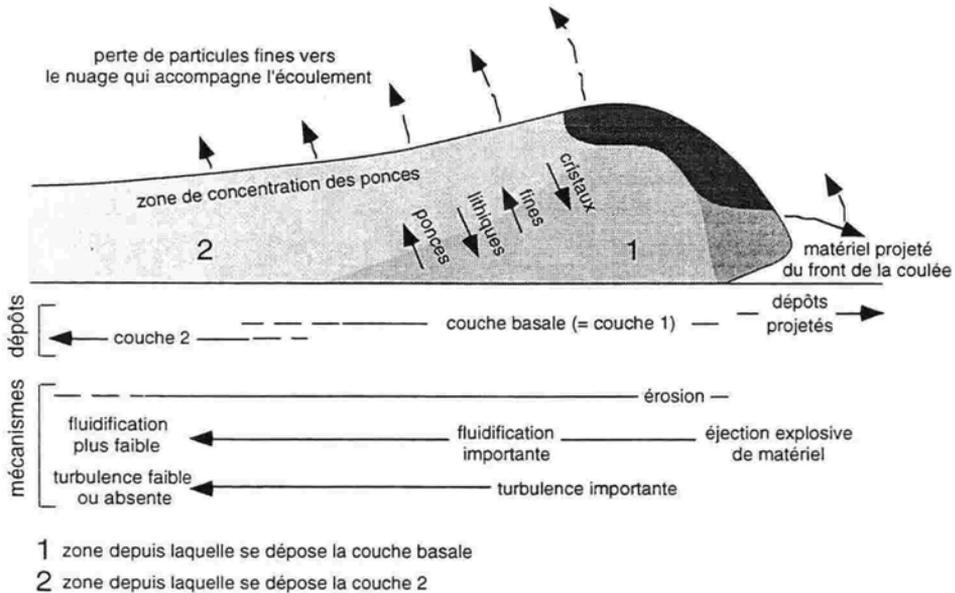


Fig. 8 - Modèle schématique illustrant les mécanismes de transport et de ségrégation des particules au cours de l'écoulement d'une coulée pyroclastique dense (ignimbrite de Taupo, Nouvelle-Zélande) ainsi que les relations avec les séquences observées (cf. Fig. 5). D'après Wilson [20].

3.4. Les déferlantes

3.4.1. Les différents types de déferlantes

Le phénomène des déferlantes ("surges") a été identifié pour la première fois au cours d'explosions nucléaires atmosphériques pendant lesquelles un nuage de forme annulaire se déplaçait radialement et de manière centrifuge depuis la base du champignon. Les déferlantes volcaniques correspondent à des suspensions polydispersées faiblement concentrées de particules, de gaz et d'eau qui s'écoulent rapidement de manière turbulente [3, 5, 21, 22]. La teneur en particules solides des déferlantes est de l'ordre de 5% du volume au niveau de la source [23]. Les déferlantes se forment par l'effondrement de colonnes éruptives ou de dômes de lave, ou encore au cours d'explosions dirigées qui s'accompagnent d'une décompression rapide ("blasts" ⁽¹⁾). Elles peuvent être également libérées à la base (déferlante de fond = "ground surge") et/ou au sommet (déferlante de nuage de cendres = "ash-cloud surge", [2, 24, 25]) d'un écoulement pyroclastique dense. Ce sont les déferlantes pyroclastiques qui correspondent à des écoulements chauds et "secs".

Lors des explosions qui font intervenir des interactions magma-eau, de la vapeur d'eau est présente au sein des déferlantes qui sont froides et "humides". Leur température n'excède pas 100°C. Il s'agit des déferlantes hydroclastiques ou basales ("base surges", [1, 2, 3]). Ce sont typiquement des nuages de forme annulaire qui se développent à la base des colonnes éruptives [26] et qui sont très semblables aux déferlantes "nucléaires".

3.4.2. Caractéristiques des dépôts

La surface de répartition des dépôts de déferlantes est beaucoup plus restreinte que celle des écoulements pyroclastiques denses en raison de leur volume plus réduit. Les dépôts sont peu épais, finement laminés et pauvres en particules fines. Ils ne sont jamais soudés du fait de leur faible température. Une des caractéristiques majeures et communes à tous les types de déferlantes est la présence de structures sédimentaires en dômes qui rappellent des dunes (Fig. 9, [1, 2, 3]). La forme et la structure de ces dunes est fonction de la teneur en vapeur d'eau et de la vitesse de la déferlante [27]. Les dunes sont dissymétriques ; leur flanc amont étant généralement plus raide que le flanc aval (Fig. 9). L'axe de la crête des dunes s'oriente perpendiculairement à la direction d'écoulement de la déferlante. On observe également des laminations planes parallèles ; on peut alors les confondre, surtout dans les zones distales, avec des dépôts de retombées pyroclastiques.

⁽¹⁾ l'exemple le mieux connu est le blast qui s'est formé lors de la phase paroxysmale de l'éruption du Mont Saint Helens (U.S.A.) en 1980.

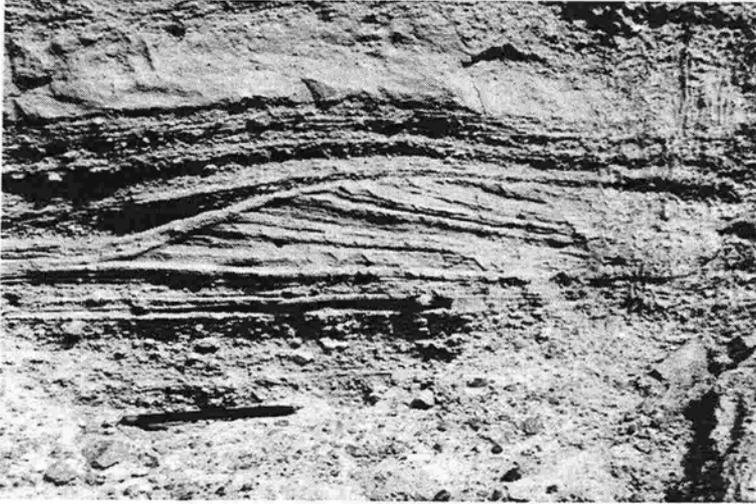


Fig. 9 - Dépôt de déferlante basale (Ubehebe Crater, Death Valley, Californie, U.S.A.). Remarquer la structure en dôme qui témoigne de l'érosion et de la turbulence au cours du déplacement de la déferlante (de la gauche vers la droite de la photographie). Le crayon donne l'échelle.

Les dépôts de déferlantes de fond se rencontrent à la base des séquences ignimbritiques (couche 1, Fig. 5) où ils sont enrichis en cristaux et en éléments lithiques. Les déferlantes de nuages de cendres sont à l'origine du dépôt de la couche 3 des ignimbrites (Fig. 5) mais leurs dépôts peuvent également s'interstratifier dans la masse de la couche 2, témoignant ainsi de variations dans la dynamique de l'écoulement. Les dépôts associés aux blasts [28] sont généralement peu épais en raison de la forte dispersion du matériel au cours de l'écoulement.

3.4.3. Mécanismes d'écoulement et de dépôt

L'énergie de l'écoulement provient à la fois de la gravité et de l'expansion des gaz présents dans la suspension. Le maintien des particules en suspension au cours du transport est assuré par une turbulence importante. La fluidification gazeuse, si elle existe, ne joue qu'un rôle mineur [22]. L'origine de la turbulence des blasts par exemple, est probablement liée à une décompression supersonique de la suspension [29]. Dans le cas des déferlantes de fond, elle pourrait résulter de l'incorporation d'air au front des coulées de ponces [30], mais il a également été suggéré que ces déferlantes pourraient se former par l'effondrement précoce de la colonne éruptive, la déferlante précédant alors la coulée de ponces [24].

D'un point de vue rhéologique, les déferlantes sont des fluides approximativement newtoniens. Cependant, leur semelle dense se déplace sous la forme d'un écoulement granulaire rapide et peu épais [22]. La vitesse initiale des déferlantes est rapide (325 m.s^{-1} au coeur et 150 m.s^{-1} au front du blast du Mont Saint Helens, exemple exceptionnellement rapide [29]). L'analyse mécanique [22] montre qu'une déferlante doit être considérée comme un écoulement stratifié, c'est à dire que son gradient de densité traduit une baisse de la concentration en matériaux

solides de la base au sommet. Par conséquent, le matériel présent à la semelle des déferlantes est plus concentré et est transporté par traction et saltation [21]. Les caractéristiques rhéologiques des déferlantes permettent d'expliquer l'origine des structures observées dans les dépôts. Ainsi, les trains de dunes ont une longueur d'onde qui est liée à la vitesse de la déferlante et qui décroît avec la distance. De plus, en raison d'une augmentation progressive de la concentration de la charge solide des déferlantes par perte des gaz, on passe progressivement du faciès à dunes au faciès laminé [23]. Par conséquent, le gradient de densité à la base de l'écoulement stratifié s'accroît. Ce phénomène se traduit par une augmentation du nombre de Rouse (Pn) qui est défini par le rapport entre la vitesse de décantation des particules et le niveau de turbulence [22]. La figure 10 présente la relation qui existe entre le nombre de Rouse et la vitesse de l'écoulement pour des particules dont la taille varie de 0,1 à 10 cm. On constate que le maintien des particules en suspension par turbulence se produit pour des valeurs de $Pn < 2,5$. Par conséquent, une vitesse de la déferlante de l'ordre de 300 m.s⁻¹ est nécessaire pour transporter en suspension un claste de 10 cm de diamètre.

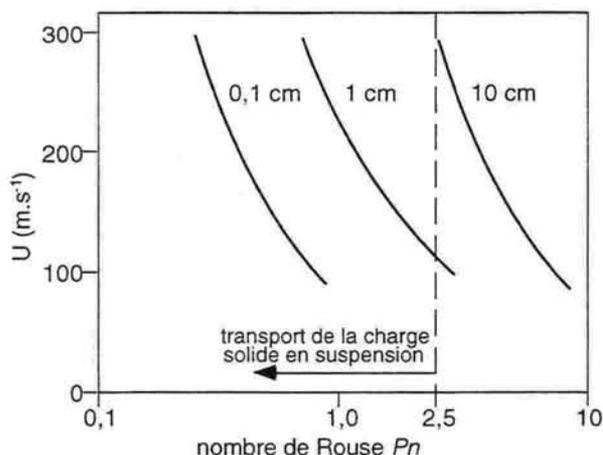


Fig. 10 - Nombres de Rouse (Pn) pour des particules lithiques de 0,1, 1 et 10 cm de diamètre du blast de 1980 du Mont Saint Helens en fonction de la vitesse (U) de l'écoulement. La charge solide est maintenue en suspension par turbulence pour une valeur de $Pn < 2,5$. D'après Valentine [22].

La sédimentation du matériel clastique se fait par aggradation progressive au niveau du substratum et est alimenté par l'écoulement turbulent. Cette accretion conduit à la formation de la lamination plane et à un classement meilleur que dans le cas des écoulements pyroclastiques denses [2]. Le dépôt des éléments clastiques transportés par les déferlantes hydroclastiques est favorisé par la présence d'eau qui facilite l'adhérence mutuelle des particules.

3.5. Les avalanches de débris volcaniques

3.5.1. Définition et origine

Les avalanches de débris correspondent à des mouvements rapides de masses rocheuses granulaires de grand volume sur une pente [31]. Elles résultent de glissements de terrain de grande ampleur (=éboulement d'extension catastrophique ou Sturzstrom, [32]) dont le volume est supérieur à 10^6 m^3 et qui se produisent sur les pentes des édifices montagneux et volcaniques. Les avalanches de débris volcaniques [6] résultent de l'instabilité des flancs des volcans et constituent des mécanismes qui limitent leur croissance en altitude. La déstabilisation résulte généralement de la formation d'une poche superficielle de magma (cryptodôme) qui induit une déformation de l'édifice. Pour cette raison, les avalanches accompagnent souvent l'activité éruptive comme ce fut le cas par exemple lors de l'éruption du Mont Saint Helens en 1980 [7, 33]. Mais elles peuvent également en être totalement indépendantes. Les avalanches de débris volcaniques constituent un risque volcanique (461 morts lors de l'avalanche du volcan Bandai-san au Japon en 1888 par exemple). Des avalanches de débris volcaniques ont également été reconnues sur les talus sous-marins des îles volcaniques océaniques [34]. Mis à part l'avalanche de débris du Mont Saint Helens, ces mécanismes gravitaires n'ont jamais été observés au cours d'autres éruptions. Le volume des avalanches de débris volcaniques est important (43 km^3 dans le cas de l'avalanche de débris du Mont Shasta, Californie par exemple [35, 36]) et ces avalanches correspondent aux glissements de terrain les plus importants en domaine continental.

3.5.2. Caractéristiques des dépôts

Les avalanches de débris volcaniques sont canalisées dans les vallées mais peuvent se répandre sur de vastes surfaces au pied des appareils volcaniques d'où elles sont issues [7, 35]. Les dépôts ont une forme lobée et peuvent présenter des levées latérales. La surface des dépôts des avalanches de débris possèdent une morphologie mamelonnée caractéristique (hummocks ⁽¹⁾, Fig. 11). Ces dômes correspondent en fait à des blocs de grande taille (décamétriques à hectométriques) isolés au sein de la matrice composée d'éléments plus fins [7, 35]. Les dépôts sont toujours mal classés ; des éléments anguleux de taille plurimétrique côtoient des clastes plus modestes et sont dispersés au sein d'une matrice fine dont les constituants ont un diamètre millimétrique à infra-millimétrique. Les *particules* correspondent à l'ensemble des éléments déplacés au cours de l'avalanche [7], les *clastes* sont des particules non fragmentées, alors que les *blocs* sont fracturés. Dans les dépôts d'avalanches de débris, les particules sont généralement intensément fracturées [37] et les éléments sont séparés par des fentes ouvertes qui témoignent d'un phénomène de gonflement de la particule au cours du transport (blocs *jig saw*, [37]).

⁽¹⁾ terme d'origine japonaise signifiant "dôme". Dans les avalanches de débris les *hummocks* correspondent à des blocs proéminents à la surface des dépôts.



Fig. 11 - Dépôt de l'avalanche de débris volcanique du Mont Saint Helens (Washington, U.S.A.) dans la vallée de la North Fork Toutle. Remarquer la surface mamelonnée du dépôt (*hummocks*) et les arbres couchés (visibles en bordure du torrent qui a érodé le dépôt de l'avalanche) sous l'effet du blast qui a précédé le dépôt de l'avalanche de débris (photo réalisée le 3 juin 1991).

Les avalanches de débris volcaniques sont tout à fait comparables à leurs équivalents non volcaniques, mis à part que leurs volumes sont généralement plus importants. Tous les dépôts d'avalanches de débris possèdent une caractéristique remarquable [38, 39] : la succession stratigraphique du flanc glissé est conservée dans les dépôts. Le matériel clastique n'est donc pas mélangé au cours du transport.

3.5.3. Mécanismes d'écoulement et de dépôt

Si une masse glisse sur une pente, la distance L parcourue et la hauteur H correspondant à la dénivelée entre le point de départ et le point d'arrivée sont liées par la loi de Coulomb de la friction au cours du glissement :

$$(1) \quad H = \tan \alpha L$$

où α est l'angle que fait la pente avec l'horizontale et au-delà duquel le bloc commence à glisser. La valeur de $\tan \alpha$ vaut généralement 0,6 et correspond au coefficient de friction apparent μ ($\mu = H/L$, [32]). Le coefficient de friction apparent des avalanches de débris volcaniques est compris entre 0,07 et 0,15 [6, 13] et est en moyenne inférieur à celui des avalanches de débris non volcaniques ($\mu = 0,3-0,5$, [40]). Cette différence, qui se traduit par une mobilité plus importante des avalanches de débris volcaniques, pourrait être liée au caractère plus fracturé du matériel volcanique et à la présence de matériel pyroclastique de faible densité [40]. Par conséquent, le faible coefficient de friction apparent des avalanches de

débris ($\mu < 0,2$) rend compte de leur mobilité importante (Fig. 6). Elle se traduit par la possibilité de remonter des pentes et parfois de passer des barrières topographiques, et par un étalement important des dépôts. Les avalanches de débris se déplacent à une vitesse supérieure à 20 m.s^{-1} [39] et pouvant atteindre 100 m.s^{-1} [3].

La mobilité importante des avalanches de débris conduit à proposer l'existence de mécanismes de lubrification de la masse de l'avalanche au cours de son déplacement. L'important étalement des dépôts d'avalanches suggère un phénomène de fluidification gazeuse [42]. Cette fluidification pourrait résulter d'une incorporation d'air atmosphérique au front de l'avalanche [43] ou de la vaporisation de l'eau porale présente dans la masse en mouvement [44]. De tels phénomènes de fluidification gazeuse ne sont certainement que très partiels car ils ne peuvent affecter que la fraction fine de la matrice. Il a également été proposé que les avalanches se déplaceraient sur un "coussin d'air" piégé à leur semelle [43]. L'ensemble de ces phénomènes faisant intervenir des fluides, bien que théoriquement possibles, ne sont probablement pas prépondérants car ils ne peuvent pas être invoqués pour les avalanches de débris qui ont été reconnues sur Mars où la pression atmosphérique correspond à 0,2% environ de celle de la Terre et sur la Lune où l'eau et l'air sont totalement absents [42].

D'autres modèles proposent que la mobilité résulte d'importantes interactions grains-à-grains [32]. Ainsi, des pressions dispersives (modèle de Bagnold, [45]) liées à ces interactions pourraient favoriser, particulièrement à la base de l'écoulement, la dilatance ⁽¹⁾ et donc la réduction de la friction interne de la masse granulaire. Il s'agit là en fait d'un phénomène de fluidification mécanique favorable à la dispersion des particules [46, 47] et qui est conforté par des modélisations numériques [47, 48]. Un tel processus pourrait également être limité à la semelle de l'avalanche où un niveau dilué de particules fortement agitées se développerait et permettrait alors une "auto-lubrification" de l'écoulement [48]. Ces interactions grains-à-grains favoriseraient également une fracturation partielle des clastes au cours du transport [37]. Enfin, l'existence d'un mécanisme de fluidification acoustique a été évoquée [42]. Dans ce cas, la friction interne de la masse granulaire serait momentanément réduite par le passage de fronts d'ondes de haute-fréquence.

Les avalanches de débris peuvent être considérées comme des mouvements de masses qui se comportent comme des écoulements granulaires rapides. La présence de levées latérales et de bourrelets concentriques dans les dépôts permettent d'envisager l'existence d'un seuil de résistance relativement important (fluides à seuil). Ce seuil est de l'ordre de $0,6$ à $1 \times 10^4 \text{ Pa}$ pour l'avalanche de débris de Chaos Jumbles en Californie [49]. Ces écoulements ne sont pas turbulents comme en témoigne le caractère anguleux des clastes et la préservation de la succession stratigraphique des formations impliquées dans l'avalanche. A titre d'exemple, la figure 12 présente un affleurement de l'avalanche de débris non volcanique de Köfels (Tyrol, Autriche) dans laquelle un filon de dolérite ⁽²⁾ a été entièrement fragmenté au cours de l'écoulement mais n'a pas été désolidarisé et

⁽¹⁾ la dilatance est un phénomène d'augmentation de volume d'un matériel granulaire sous l'effet d'un cisaillement.

⁽²⁾ la dolérite est une roche magmatique filonienne à composition de basalte.

mélangé au sein de la matrice du dépôt. De plus, la masse granulaire est certainement très concentrée au cours de son déplacement. Le dépôt se fait en masse par disparition de la dilatance qui maintenait les particules en suspension.



Fig. 12 - Dépôt de l'avalanche de débris non volcanique de Köfels dans le vallon de Maurach (Ötztal, Tyrol, Autriche). La structure sombre (flèche) correspond à un filon de dolérite d'épaisseur plurimétrique fragmenté mais non désolidarisé et mélangé à la matrice au cours du déplacement de l'avalanche.

3.6. Unité et diversité des écoulements gravitaires en domaine volcanique

L'exposé qui précède montre la diversité des mécanismes liés aux écoulements des masses granulaires volcaniques. Tous ces écoulements présentent des caractères communs. Ils sont tous mus par la gravité. Mais leur caractéristique la plus remarquable est certainement leur mobilité importante. La figure 13 permet de visualiser la relation qui existe entre le coefficient de friction interne (H/L) et le volume des coulées pyroclastiques et des avalanches de débris volcaniques et non volcaniques [40]. Les données des déferlantes ne sont cependant pas prises en compte à part le blast de l'éruption de 1980 du Mont Saint Helens. Il existe une relation inverse entre H/L et le volume. Certains domaines de répartition se superposent dans le diagramme. Ceci suggère une mobilité analogue des différents

écoulements (à volume égal) et donc une possible similarité des mécanismes d'écoulement. D'autre part, à volume égal, les avalanches de débris volcaniques présentent une valeur moyenne de H/L plus faible que les avalanches non volcaniques qui est certainement à mettre en relation avec la nature des matériaux clastiques. Les coulées pyroclastiques denses et les avalanches de débris présentent donc des similarités mécaniques, en particulier leur caractère concentré et non turbulent. Les processus de fluidification mécanique et acoustique sont très séduisants pour expliquer la mobilité des écoulements et le phénomène d'auto-lubrification permet également d'expliquer la présence de granoclassements inverses à la base des dépôts d'ignimbrites (couche 2a, Fig. 5).

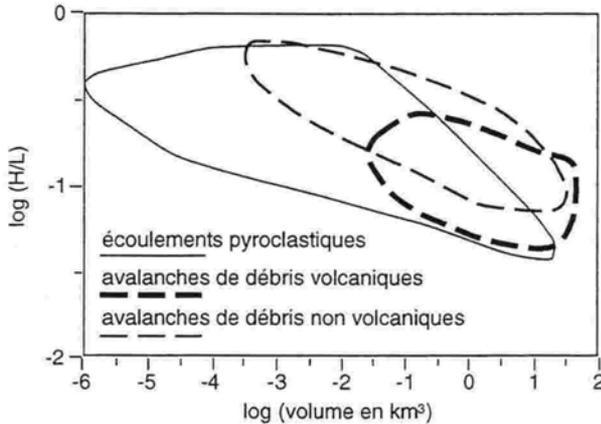


Fig. 13 - Diagramme $\log (H/L)$ - $\log (\text{volume en km}^3)$ pour les coulées pyroclastiques et les avalanches de débris volcaniques et non volcaniques. On constate qu'à volume égal la mobilité des différents écoulements est semblable. Ceci suggère une analogie des mécanismes d'écoulement. D'après Hayashi et Self [40].

Des différences majeures existent cependant entre les différents types d'écoulements. Les coulées pyroclastiques denses et les avalanches de débris se déposent en masse et la concentration de la charge solide au début de l'écoulement est proche de celle du dépôt. En revanche, pour les déferlantes, la sédimentation se réalise partiellement à la base de l'écoulement et aux dépens de ce dernier qui continue son déplacement, donnant ainsi progressivement des dépôts aux caractéristiques différentes vers les zones plus distales.

On a tendance à opposer les coulées pyroclastiques denses et les déferlantes sur la base de leur concentration respective en particules solides par rapport à la phase fluide, et sur l'importance de la turbulence. La limite entre ces deux types d'écoulements n'est pas nette, d'autant plus que des transformations [50] sont possibles dans les écoulements pyroclastiques. Ainsi, un écoulement pyroclastique dense peut se transformer en une déferlante par l'expansion thermique des gaz et de l'air incorporé au front de la coulée. De même, une déferlante peut, par augmentation de densité (perte de la phase fluide), se transformer en un écoulement pyroclastique dense. Des travaux expérimentaux récents laissent également supposer qu'un écoulement pyroclastique dense peut progressivement se transformer en déferlante par l'effet de la décantation progressive des particules

les plus denses [51]. De plus, ces expérimentations basées sur la décompression rapide de masses granulaires, montrent que les écoulements formés peuvent être très instables et inhomogènes.

3.7. Conclusions

L'activité volcanique génère donc un ensemble d'écoulements granulaires qui se déplacent rapidement sous l'effet de la gravité sur les talus qui entourent les appareils volcaniques. L'observation directe des phénomènes au cours des éruptions, l'analyse des caractéristiques des dépôts, ainsi qu'une approche théorique permettent de proposer une interprétation des mécanismes.

La concentration de ces suspensions est variable, influence le transport, et est caractéristique des différents types d'écoulements. Les coulées pyroclastiques denses et les avalanches de débris sont des suspensions fortement concentrées alors que les déferlantes sont beaucoup plus diluées. Coulées pyroclastiques denses et avalanches de débris montrent de nombreuses analogies dans leur comportement mécanique. Les particules sont maintenues en suspension par différents mécanismes de fluidification (gazeuse, mécanique), mais ces écoulements ne sont pas turbulents. A l'inverse, les déferlantes sont des écoulements plus dilués dans lesquels le maintien des particules en suspension est assuré par une turbulence importante.

Actuellement, on dispose de nombreuses données de terrain sur les dépôts de ces écoulements gravitaires volcaniques. Cependant, les observations directes n'apportent que peu d'informations en raison de la difficulté d'effectuer des mesures *in situ*. Des approches théoriques et expérimentales sont cependant possibles et, bien qu'encore peu développées, font l'objet d'un intérêt croissant.

Tous ces écoulements gravitaires constituent des risques majeurs pour les populations des régions de volcanisme actif. Leur étude est donc un objectif prioritaire de la Volcanologie.

Remerciements

Je tiens à remercier Messieurs J. Ferrière et C. Lefèvre (Univ. Lille) pour leur lecture du manuscrit, Monsieur P. Coussot (LMSGC) et les deux lecteurs anonymes pour leurs remarques très constructives, Monsieur P. Durringer (Univ. Strasbourg) pour son aide dans les recherches bibliographiques, Monsieur M. Dubois (Univ. Lille) pour son aide en matière d'informatique, ainsi que Monsieur J. Carpentier qui a réalisé les tirages des photographies.

3.8. Références

1. **Carey, S.N.**, 1991. Transport and deposition of tephra by pyroclastic flows and surges. in "*Sedimentation in Volcanic Settings*" (R.V. Fisher and G.A. Smith G, eds). SEPM, Special Publication 45, 39-57.
2. **Fisher, R.V., et Schmincke, H.U.**, 1984. *Pyroclastic Rocks*. Springer Verlag, Berlin.
3. **Cas, R.A.F., et Wright, J.V.**, 1987. *Volcanic Successions : Modern and Ancient*. Allen & Unwin, London.

4. **Bourdier, J.L.**, 1994. *Le Volcanisme*. Manuels & Méthodes, Éditions BRGM, Orléans.
5. **Wright, J.V., Smith, A.L., et Self, S.**, 1980. A working terminology of pyroclastic deposits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 8, 315-336.
6. **Siebert, L.**, 1984. Large volcanic debris avalanches : characteristics of source areas, deposits, and associated eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 22, 163-197.
7. **Glicken, H.X.**, 1991. Sedimentary architecture of large volcanic-debris avalanches. in "Sedimentation in Volcanic Settings" (R.V. Fisher and G.A. Smith G, eds). SEPM, Special Publication 45, 99-106.
8. **Sparks, R.S.J., Wilson, L., et Hulme, G.**, 1978. Theoretical modelling of the generation, movement and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *J. Geophys. Res.*, 83, 1727-1739.
9. **Francis, P.**, 1993. *Volcanoes. A Planetary Perspective*, Clarendon Press, Oxford.
10. **Ross, G.S., et Smith, R.L.**, 1961. Ash-flow tuffs, their origin, geological relations and identification. *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper 354F*, 79 p.
11. **Sparks, R.S.J., Self, S., et Walker, G.P.L.**, 1973. Products of ignimbrite eruptions. *Geology*, 1, 115-118.
12. **Fisher, R.V., Orsi, G., Ort, M., et Heiken, G.**, 1993. Mobility of a large-volume pyroclastic flow - emplacement of the Campanian ignimbrite, Italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 56, 205-220.
13. **Siebert, L., Glicken, H.X., et Ui, T.**, 1987. Volcanic hazards from Bezymianny- and Bandai-type eruptions. *Bull. Volcanol.*, 49, 435-459.
14. **Beget, J.E., et Limke, A.J.**, 1988. Two-dimensional kinematic and rheological modeling of the 1912 pyroclastic flow, Katmai, Alaska. *Bull. Volcanol.*, 50, 148-160.
15. **Druitt, T.H.**, 1995. Settling behaviour of concentrated dispersions and some volcanological implications. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 65, 27-39.
16. **Sparks, R.S.J.**, 1976. Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology*, 3, 147-188.
17. **Wilson, C.J.**, 1984. The role of fluidisation in the emplacement of pyroclastic flows, 2 : Experimental results and their interpretation. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 20, 55-84.
18. **Wilson, L., et Head, J.W.**, 1981. Morphology and rheology of pyroclastic flows and their deposits, and guidelines for future observations. *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper 1250*, 513-524.
19. **Sparks, R.S.J.**, 1979. Gas release rates from pyroclastic flows : An assessment of the role of fluidization in their emplacement. *Bull. Volcanol.*, 41, 1-9.
20. **Wilson, C.J.**, 1985. The Taupo eruption, New Zealand II. The Taupo ignimbrite. *Phil. Trans. R. Soc. London*, A.314, 229-310.
21. **Sigurdsson, H., Carey, S.N., et Fisher, R.V.**, 1987. The 1982 eruptions of El Chichon volcano, Mexico (3) : Physical properties of pyroclastic surges. *Bull. Volcanol.*, 49, 467-488.
22. **Valentine, G.A.**, 1987. Stratified flow in pyroclastic surges. *Bull. Volcanol.*, 49, 616-630.
23. **Wohletz, K.H., et Sheridan, M.F.**, 1979. A model of pyroclastic surge. *Geol. Soc. Amer. Spec. Paper*, 180, 177-194.
24. **Fisher, R.V.**, 1979. Models for pyroclastic surges and pyroclastic flows. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 6, 305-318.
25. **Fisher, R.V., Smith, A.L., et Robool, M.J.**, 1980. Destruction of St. Pierre, Martinique by ash-cloud surges, May 8 and 20, 1902. *Geology*, 8, 472-476.
26. **Moore, J.G.**, 1967. Base surge in recent volcanic eruptions. *Bull. Volcanol.*, 30, 337-363.
27. **Walker, G.P.L.**, 1984. Characteristics of dune-bedded pyroclastic surge bedsets. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 20, 281-296.
28. **Fisher, R.V., Glicken, H.X., et Hoblitt, R.P.**, 1987. May 18, 1980, Mount St. Helens deposits in South Coldwater Creek, Washington. *J. Geophys. Res.*, 92, B10, 10267-10283.

29. **Kieffer, S.W.**, 1981. Fluid dynamics of the May 18 blast at Mount St. Helens. *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper 1250*, 379-400.
30. **Wilson, C.J., et Walker, G.P.L.**, 1982. Ignimbrite depositional facies : The anatomy of a pyroclastic flow. *J. Geol. Soc. London*, 139, 581-592.
31. **Coussot, P., et Meunier, M.**, 1996. Recognition, classification and mechanical description of debris flows. *Earth-Sci. Rev.*, 40, 209-227.
32. **Hsü, K.J.**, 1975. Catastrophic debris streams (Sturzstroms) generated by rockfalls. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 86, 129-140.
33. **Voight, B., Glicken, H.X., Janda, R.J., et Douglass, P.M.**, 1981. Catastrophic rockslide-avalanche of May 18. *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper 1250*, 347-378.
34. **Moore, J.G., Normark, W.R., et Holcomb, R.T.**, 1994. Giant Hawaiian landslides. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 22, 119-144.
35. **Ui, T., and Glicken, H.X.**, 1986. Internal structural variations in a debris avalanche deposit from ancestral Mount Shasta, California, USA. *Bull. Volcanol.*, 48, 189-194.
36. **Crandell, D.R., Miller, C.D., Glicken, H.X., Christiansen, R.L., et Newhall, C.G.**, 1984. Catastrophic debris avalanche from ancestral Mount Shasta volcano, California. *Geology*, 12, 143-146.
37. **Ui, T., Kawachi, S., et Neall, V.E.**, 1986. Fragmentation of debris avalanche material during flowage. Evidence from the Pungarehu Formation, Mount Egmont, New Zealand. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 27, 255-264.
38. **Shreve, R.L.**, 1968. The Blackhawk Landslide. *Geol. Soc. Amer. Spec. Paper*, 108, 1-47.
39. **Erisman, T.H.**, 1979. Mechanisms of large landslides. *Rock Mechanics*, 12, 15-46.
40. **Hayashi, J.N., et Self, S.**, 1992. A comparison of pyroclastic flow and debris avalanche mobility. *J. Geophys. Res.*, 97, B6, 9063-9071.
41. **Evans, S.G.**, 1993. The field documentation of highly mobile rock and debris avalanches in the Canadian Cordillera. Proceedings of the "Pierre Beghin" International Workshop on rapid gravitational mass movements, Cemagref, Grenoble, 73-76.
42. **Melosh, H.J.**, 1986. The physics of very large landslides. *Acta Mechanica*, 64, 89-99.
43. **Kent, P.E.**, 1966. The transport mechanism of catastrophic rockfalls. *J. Geol.*, 74, 79-89.
44. **Habib, P.**, 1975. Production of gaseous pore pressure during rock slides. *Rock Mechanics*, 7, 193-197.
45. **Bagnold, R.A.**, 1954. Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. London*, A.225, 49-63.
46. **Davies, T.R.H.**, 1982. Spreading of rock avalanche debris by mechanical fluidization. *Rock Mechanics*, 15, 9-24.
47. **Straub, S.**, 1996. Self-organization in the rapid flow of granular material : evidence for a major flow mechanism. *Geol. Rundsch.*, 85, 85-91.
48. **Campbell, C.S.**, 1989. Self-lubrication for long runout landslides. *J. Geol.*, 97, 653-665.
49. **Eppler, D.B., Fink, J., et Fletcher, R.**, 1987. Rheologic properties and kinematics of emplacement of the Chaos Jumbles rockfall avalanche, Lassen Volcanic National Park, California. *J. Geophys. Res.*, 92, B5, 3623-3633.
50. **Fisher, R.V.**, 1983. Flow transformations in sediment gravity flows. *Geology*, 11, 273-274.
51. **Anilkumar, A.V., Sparks, R.S.J., et Sturtevant, B.**, 1993. Geological implications and applications of high-velocity two-phase flow experiments. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 56, 145-160.

Les laves torrentielles

Philippe Coussot et Maurice Meunier

4.1. Introduction

Les laves torrentielles sont des coulées boueuses et rocailleuses qui surviennent dans les torrents de montagne après de longues ou fortes pluies [1-3]. Du point de vue de la quantité de matériaux solides transportés rapportée à la masse totale, ce phénomène se situe entre le transport solide intense couramment observé lors des crues torrentielles (cf. chapitre 6) et les glissements de terrain [4]. Ces laves torrentielles contiennent de l'eau, de l'argile et des grains de toutes tailles, jusqu'à des blocs de plusieurs mètres de diamètre. En mouvement ce type de mélange a l'aspect d'un fluide de forte viscosité. Pour se donner une idée du phénomène on peut s'imaginer un gigantesque paquet de confiture (avec des morceaux !) de plusieurs dizaines de milliers de mètres cubes dégoulinant dans un sillon de la montagne.

Lorsqu'elles parviennent dans la vallée, après avoir parfois parcouru plusieurs kilomètres, ces coulées se dispersent dans les rivières torrentielles ou se déposent dans le lit du torrent. Cependant, lorsque leur volume est important, elles peuvent aussi sortir du lit du torrent et s'étaler sur le cône de déjection ⁽¹⁾ et provoquer des dégâts. Les connaissances des mécanismes régissant le déclenchement de laves torrentielles sont encore trop floues pour qu'il soit envisageable d'empêcher une lave de se créer. En revanche les techniques de protection (construction de seuils, barrages, plages de dépôts) ou d'évaluation des zones à risques, qui ont pour but d'atténuer l'importance de ces phénomènes, reposent de plus en plus sur une meilleure compréhension des écoulements (voir dans ce domaine [5]).

Les laves torrentielles étant un phénomène complexe et mal connu, il convient, dans une première partie, de définir de manière plus précise ce que nous appelons "lave torrentielle", de passer en revue les caractéristiques de ce phénomène, celles des matériaux qu'il met en jeu, ainsi que ses particularités par rapport à d'autres phénomènes plus connus. Dans la seconde partie nous étudions plus précisément le comportement mécanique de ces suspensions concentrées qui forment les laves torrentielles et les différents modèles qui ont été proposés pour décrire ces écoulements.

⁽¹⁾ Il s'agit d'une surface conoïdale bombée s'élargissant vers l'aval et issue du dépôt des matériaux solides transportés par le torrent dans la vallée, c'est-à-dire dans une zone de pente plus faible que celle du reste du torrent. Le cône de déjection est la zone terminale du bassin versant (cf. chapitre 6).

4.2. Caractéristiques des laves torrentielles

4.2.1. Caractéristiques des écoulements

Les laves torrentielles sont des mélanges très visqueux constitués d'eau, d'argiles, de limons, de sables, de cailloux et de rochers. Dans ce type de mélange toutes les tailles de sédiments, du plus petit (argile) au plus grand (bloc rocheux de quelques mètres de diamètre), sont en général représentées (Fig. 1). Des blocs énormes de quelques dizaines de m³ sont souvent transportés par la coulée (au Japon un bloc de 3 000 tonnes (plus de 1 000 m³) a même été déplacé sur plusieurs kilomètres). On peut très souvent voir des blocs dont le diamètre est de l'ordre du mètre semblant flotter à la surface de l'écoulement. En fait ils sont en quelque sorte portés non seulement parce qu'ils sont situés dans la zone rigide située au centre de l'écoulement (du fait du seuil de contrainte (cf. § 4.3.1)) mais aussi parce que la différence de masse volumique entre cette zone rigide (incluant ce bloc), et le mélange qui l'entoure, est très faible [10].

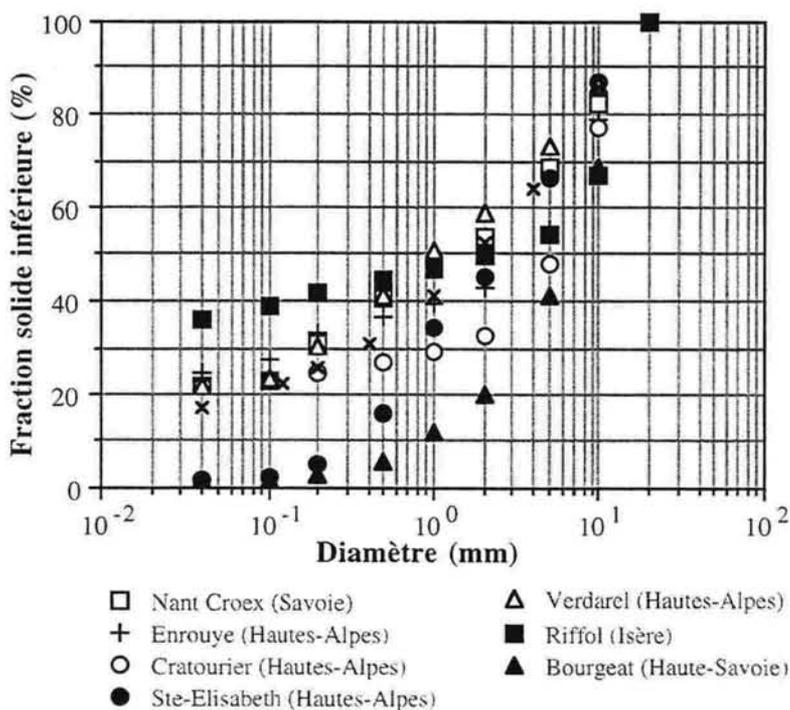


Fig. 1 - Distribution granulométrique de la fraction solide inférieure à 2 cm de diverses laves torrentielles. Le pourcentage en ordonnée est la fraction de particules solides dont le diamètre est inférieur à la valeur de l'abscisse correspondante.

En moyenne, la concentration solide du mélange (ϕ), autrement dit le rapport entre le volume de solide et le volume total, décroît depuis le front jusqu'à la queue de la coulée (Fig. 2). Comme, en général, la viscosité du mélange croît avec la

concentration solide, la queue de la lave, pour laquelle la concentration solide est faible, joue un rôle souvent mineur par rapport au reste de l'écoulement au moins dans les phases d'étalement sur le cône de déjection : sa viscosité étant faible, à débit égal la hauteur et l'impact de la queue sont plus faibles que ceux du front et du corps de la lave. En revanche, le front très visqueux, et le corps de la lave, qui représente une part très importante (en volume) de l'ensemble des matériaux transportés, jouent un rôle prépondérant pendant la phase principale de l'écoulement (la plus dévastatrice). La formation du front est probablement intrinsèquement liée à l'écoulement de la lave torrentielle : de gros blocs tendent à s'accumuler naturellement vers le front de la lave au cours de l'écoulement ⁽¹⁾. Ainsi, même lorsque, à l'issue d'un débordement, la lave s'épanche sur le cône de déjection en laissant son front initial dans le lit du torrent, elle a tendance à reformer progressivement un front rocailleux en utilisant les blocs dispersés dans le corps. Cependant, dans ce cas, la lave s'arrête souvent pour d'autres raisons (pente plus faible, rencontre d'un obstacle, élargissement de la section en travers) avant qu'un front significatif n'ait pris forme. Ces réflexions signifient que, en première approximation, le front doit être pris en compte pour une modélisation correcte des écoulements canalisés, mais lors de l'étalement sur un cône de déjection, on peut supposer que l'écoulement est formé d'un seul type de matériau. La masse volumique (ρ) d'une lave torrentielle naturelle varie entre 1900 et 2650 kg/m³. La gamme de concentrations volumiques solides correspondante est 53 à 90%. Le volume d'une lave torrentielle dépend beaucoup (mais pas uniquement) de la taille du bassin versant. Les laves torrentielles courantes dans les Alpes ont un volume de 10 000 à 100 000 m³.

Les laves torrentielles se présentent sous forme de bouffées transitoires. Chacune de ces bouffées est en fait une vague comme on pourrait en obtenir en relâchant brutalement dans le torrent un large volume de boue stocké derrière un barrage. La durée qui sépare chacune de ces bouffées est de l'ordre de quelques minutes. Suivant les cas le nombre de bouffées successives observées varie de 1 à 3 (par exemple en France), mais peut atteindre plusieurs dizaines (dans la ravine Jiangjia, en Chine, en Juin 1966, 126 bouffées de 665 à 24600 m³ ont été enregistrées pendant 5 heures) [9].

Selon les événements, la vitesse de ces coulées, c'est à dire la vitesse du front, varie de 0,5 à 10 m.s⁻¹ (voir la collecte de données de Coussot [5]). En fait il faut tempérer ce bilan abrupt en remarquant que :

- la vitesse d'une lave varie d'abord en fonction de la pente : du haut-bassin au cône de déjection, sa vitesse décroît de quelques mètres par seconde jusqu'à zéro (arrêt complet) ; la gamme de vitesse ci-dessus concerne donc seulement la partie principale de l'écoulement, pendant laquelle la lave effectue la majeure partie de son déplacement et est susceptible de causer le plus de dégâts ;

⁽¹⁾ Dans un écoulement à surface libre le fluide avance d'autant plus vite qu'il est près de la surface libre. Or le centre d'une particule solide transportée ne peut pas se trouver à une distance du fond inférieure au rayon de cette particule. Par conséquent, les plus gros blocs ne peuvent être que partiellement immergés dans les zones où la vitesse est la plus faible (c'est-à-dire près du fond). Si on admet que la vitesse d'une particule est approximativement celle du fluide qui occuperait le volume de la particule en son absence, on en déduit que les blocs ont tendance à avancer en moyenne plus rapidement que le mélange qui les entoure. Ainsi ils progressent vers le front de la lave.

- dans le cas de laves torrentielles japonaises (souvent granulaires) des vitesses nettement supérieures à 10 m/s ont été observées ;
- des vitesses proches de 10 m/s correspondent la plupart du temps à des écoulements de très grande ampleur, extrêmement rares en France.

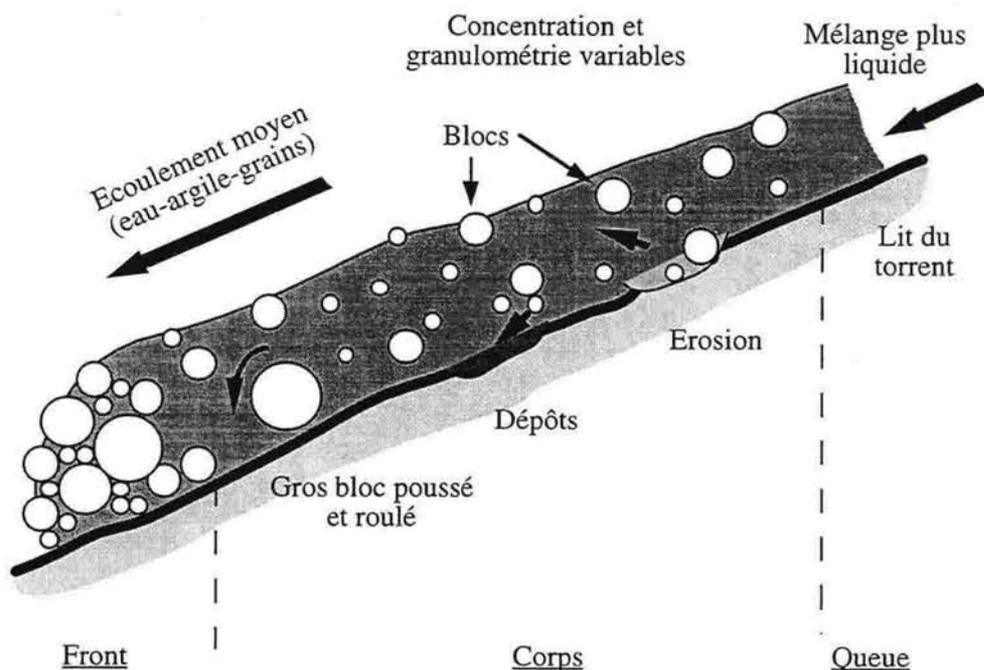


Fig. 2 - Schéma simplifié et conceptuel de la coupe longitudinale d'une lave torrentielle en écoulement. Seules les deux parties principales (front et corps) de la lave ont été représentées. L'échelle réelle n'est pas respectée, notamment le rapport entre les dimensions du front et celles du corps est en général plus faible dans les écoulements naturels.

La hauteur du front de la coulée, c'est à dire en général la hauteur maximale, est comprise entre 0,5 et 10 m [5]. Là encore, les variations d'une lave à l'autre sont aisément imputables aux différences de conditions aux limites locales ou aux différences entre les caractéristiques des matériaux. Par ailleurs des hauteurs de l'ordre de 10 m ne sont en fait obtenues que pour des événements exceptionnels. Les laves torrentielles surviennent la plupart du temps lors d'orages violents et localisés. Le mélange boueux et/ou rocailleux qui s'écoule dans le lit du torrent (Fig. 3) parvient jusqu'à la vallée parcourue par la rivière torrentielle. Là, un pont, un coude de canal, un rétrécissement de la section en travers, poussent la lave à sortir du lit pour s'épancher sur le cône de déjection. La boue envahit alors des maisons, submerge une route ou une voie ferrée. Les dépôts boueux qui stagnent dans le lit faute d'énergie sont rapidement lavés et emportés par la queue de la lave, constituée d'un mélange d'eau et de sédiments d'apparence plus liquide, ou par les écoulements hyperconcentrés lors des crues suivantes. Cependant, comme les laves possèdent un seuil de contrainte élevé, des couches épaisses de matériau peuvent se

former et s'arrêter sur des pentes supérieures à quelques pour-cent. En particulier, les matériaux sortis du lit et arrêtés sur le cône de déjection ne peuvent pas se remettre en mouvement d'eux-mêmes. Ils ne peuvent pas non plus être évacués par érosion progressive car, en général, du fait de la présence d'argile, ils forment une masse, compacte, relativement imperméable et dure après séchage, et difficile à déplacer à cause de sa densité élevée.

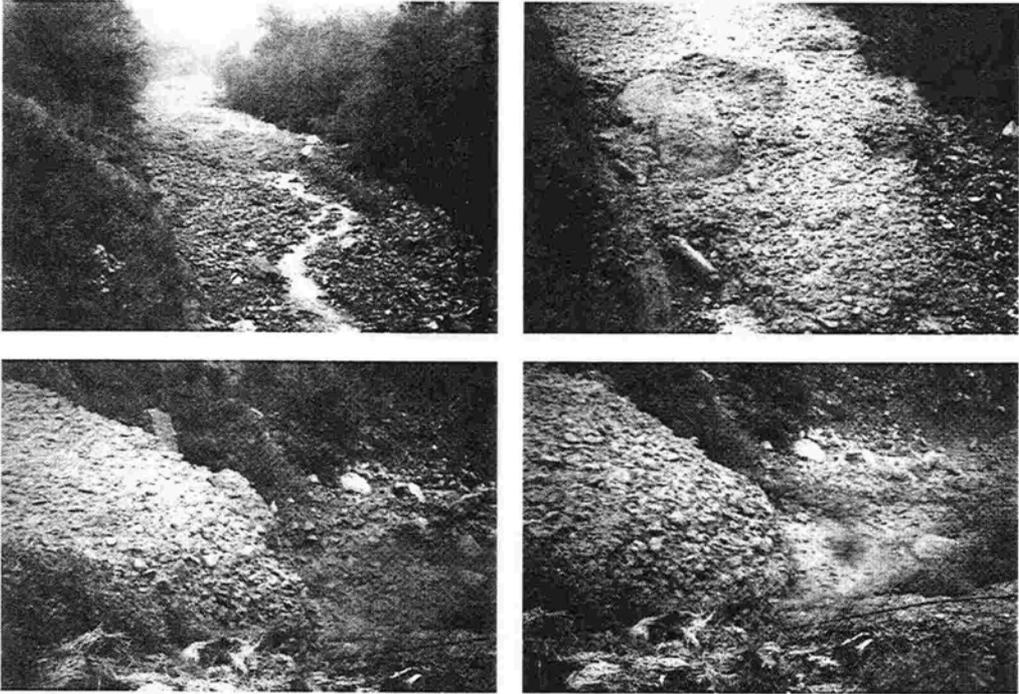


Fig. 3 - Vues du torrent du Claret (Savoie) à différents instants, le 2 juillet 1987. Une lave torrentielle avance progressivement dans le chenal. [G. Charvet, RTM Savoie]

Bien qu'on ne cherche pas à les dénombrer systématiquement, on sait qu'en France, chaque année, des laves torrentielles de moyenne ampleur se produisent dans de très nombreux torrents. Par exemple, au cours de l'année 1995, 21 laves torrentielles "ordinaires" se sont produites dans 9 torrents différents dans la seule vallée de la Maurienne [6]. Des phénomènes plus spectaculaires et dramatiques ont cependant lieu de temps à autre. Par exemple, à partir de 1965, les voies d'accès à la vallée de la Maurienne ont été coupées régulièrement pendant plusieurs années par des coulées provenant du torrent de Pontamafrey. En 1981, le torrent de la Ravoire près de Bourg-St-Maurice a donné lieu à une lave torrentielle qui a coupé la ligne de chemin de fer et plusieurs routes dont celle menant à la station des Arcs. En 1987, la zone industrielle de Modane a été envahie par une lave torrentielle causant ainsi 50 millions de francs de dégâts [7]. Pendant l'été 1995, des laves torrentielles se sont répandues sur la station de ski de Serre-Chevalier emportant de nombreuses voitures et envahissant plusieurs maisons. Enfin en

juillet 1996, une lave du torrent de l'Arbonne a coupé la route et la voie ferrée conduisant à Bourg-St-Maurice et envahit plusieurs maisons.

Si, en France, on déplore très rarement des victimes, ce n'est pas le cas en Chine et au Japon où les phénomènes ont une bien plus grande ampleur. Au Japon, où la surface habitable est réduite, les laves torrentielles causent en moyenne 100 morts par an. En Chine, en 1980, un train reliant Kunming à Chengdu a été happé par une lave torrentielle, causant ainsi la mort de 300 personnes. Toujours en Chine, dans la vallée de la rivière Xiaojiang, affluent du fleuve Yangste, de très nombreux "torrents à laves" fournissent de gigantesques quantités de boue. La vallée est ainsi menacée en permanence par des laves fournissant des dépôts de plusieurs dizaines de mètres de haut sur plusieurs dizaines de kilomètres de long. Le seul moyen de voyager au fond de cette vallée reste la marche à pied.

Un phénomène apparenté est celui des lahars. Il s'agit de coulées de cendres et d'eau qui dévalent les flancs des volcans [8]. Ces lahars peuvent se former pendant ou juste après une éruption qui cause la rupture d'une poche d'eau ou la fonte d'un glacier, ou à la suite de pluies intenses qui emportent les cendres recouvrant les flancs du volcan. Ces phénomènes, très localisés dans le monde, s'avèrent plus dangereux que les laves torrentielles. Les coulées parcourent des distances surprenantes, jusqu'à plus de cinquante kilomètres. Elles envahissent ainsi les cultures et habitations et causent de graves préjudices économiques. Par exemple, autour du Mont Pinatubo, aux Philippines, depuis l'éruption de 1991, des villages entiers, situés parfois à des dizaines de kilomètres du volcan, sont continuellement menacés ou submergés par des coulées de plusieurs dizaines de millions de mètres cubes de boue cendreuse.

4.2.2. Déclenchement des laves torrentielles

Les laves torrentielles sont constituées d'eau, qui provient directement ou indirectement de pluies (après un séjour plus ou moins long dans le sol), et de sédiments, qui sont arrachés à la surface du bassin versant. Etant donné la forte concentration solide du mélange final, on est facilement tenté de l'assimiler à un sol un peu plus humide que d'habitude. Autrement dit, on pourrait penser que le scénario le plus fréquent de déclenchement des laves torrentielles est celui d'une transformation d'un glissement de terrain qui, au cours du mouvement, et par addition d'eau, finirait par former un fluide boueux. Cependant ce phénomène ne constitue pas, loin s'en faut, la cause principale de déclenchement des laves torrentielles, en particulier dans les Alpes.

Lorsqu'on explore un bassin versant où vient de se produire une lave torrentielle, on ne trouve pas de zone de départ de matériau bien identifiée, qui pourrait avoir fourni l'essentiel du volume de la lave. La plupart du temps, l'ensemble du bassin, et notamment le lit et les berges du torrent et de tous les ravins affluents, sont érodés de manière grossièrement uniforme. Localement, on observe les traces de petits glissements de terrain ou des effondrements de berges, mais il faut cumuler l'ensemble de ces phénomènes pour obtenir le volume de lave qui parvient finalement dans la vallée. Par ailleurs, on trouve en général, très haut dans le bassin versant, des traces de dépôts de laves constituées de matériaux relativement fins.

Ainsi la formation d'une lave semble reposer en général sur l'érosion de tout un bassin versant, sans qu'il soit permis de distinguer une cause prédominante. Lors de pluies importantes, l'eau qui s'écoule plus violemment qu'en temps normal érode le sol et se charge en matières solides (cf. chapitre 6). Sur des pentes très fortes comme celles que l'on rencontre dans le haut-bassin du torrent, ces écoulements peuvent aisément se transformer en "mini-laves torrentielles", c'est-à-dire en mélanges boueux ou granulaires très concentrés, qui parviennent jusqu'au talweg principal. En fait, compte tenu de la rareté d'occurrence des laves torrentielles dans un torrent donné, il est vraisemblable qu'une lave torrentielle ne se forme dans le chenal principal que lorsqu'un ensemble de conditions critiques (entre lesquelles on ne peut pour l'instant pas trancher) sont réunies : série de glissements de berges d'assez grande ampleur, conjonction de plusieurs "mini-laves" venant des berges ou des affluents du torrent principal, formation puis rupture brutale d'une retenue permettant l'accumulation puis le départ brutal d'une grande masse de matériaux solides, etc.

4.2.3. Caractères distinctifs des laves torrentielles par rapport aux autres phénomènes torrentiels et aux mouvements de terrain [4, 11]

Dans le lit d'un torrent ou sur de fortes pentes, les principaux phénomènes qui peuvent se produire sont : des glissements de terrain, des écoulements torrentiels ordinaires (eau pure ou faible transport solide), des écoulements torrentiels chargés ("écoulements hyperconcentrés"), et des éboulements-écroulements en masse ⁽¹⁾. Il est intéressant à la fois d'un point de vue pratique (reconnaissance sur le terrain) et conceptuel (compréhension des mécanismes) de distinguer les caractères particuliers des laves torrentielles par rapport à ces divers phénomènes.

Tout d'abord les laves torrentielles se distinguent des écoulements torrentiels ordinaires ou chargés par le fait qu'elles se produisent sous forme de bouffées au caractère transitoire fortement marqué. Entre ces bouffées le niveau de fluide dans le lit du torrent tombe rapidement à une valeur très faible. En général, les autres écoulements plus fluides ont une période de variation de leurs caractéristiques beaucoup plus longue, et, par conséquent, entre autres, le niveau de fluide varie relativement lentement dans le temps (sauf dans le cas d'une rupture de barrage par exemple).

Du point de vue du nombre de phases dans l'écoulement, les laves torrentielles se distinguent aussi très bien des autres écoulements torrentiels. Le mélange très concentré et visqueux qui constitue les laves torrentielles est capable de maintenir en suspension de gros blocs. Ainsi, pour ces mélanges, la sédimentation est en général un phénomène mineur, et, globalement, en première approximation, tout se passe comme si nous avions affaire à un seul fluide homogène très visqueux. Au contraire, pour les autres écoulements torrentiels avec transport solide, la concentration solide, et donc la viscosité du mélange, n'est pas assez élevée. De ce fait, de nombreux blocs et cailloux ne sont plus portés par le fluide dans lequel ils

⁽¹⁾ Les petits éboulements localisés (apparentés aux chutes de pierres), qui s'arrêtent dans le talweg le plus proche, participent à la formation d'une lave dans les conditions décrites précédemment.

baignent. Si d'aventure ils ont été soulevés par l'écoulement, ils retombent rapidement sur le fond. Alors que la lave est capable de transporter pratiquement n'importe quel bloc, les autres écoulements torrentiels opèrent rapidement une sélection. Cette sélection induit une modification irréversible qui abaisse considérablement la quantité de matériau solide transporté par rapport aux laves. En effet, les plus gros blocs tombant au fond, la viscosité de l'ensemble décroît, les plus gros grains suivants ne peuvent alors plus être maintenus en suspension, et ce phénomène se répète jusqu'à de faibles valeurs de diamètre de grains. Ceci nous conduit à penser qu'il doit exister une concentration solide critique au-delà de laquelle le mélange est formé ; il conserverait ensuite de lui-même sa concentration solide élevée, en érodant les berges et en récupérant d'autres matériaux solides. En dessous de cette concentration solide critique, au contraire, la concentration solide chute parce que le mélange perd rapidement, de lui-même, une fraction importante des grains les plus grossiers.

Pour les raisons exposées ci-dessus, entre les écoulements torrentiels avec transport solide et les laves torrentielles, on a d'abord une différence notable de concentration solide. La concentration solide des écoulements hyperconcentrés est comprise entre 1 et 30%. Ensuite au sein des dépôts de laves torrentielles, on ne distingue pas de ségrégation nette entre particules fines et grossières. On a affaire à un magma de grains solides de toutes tailles dispersés à peu près aléatoirement (sauf au niveau du front). Au contraire, lorsque la pente décroît, les écoulements torrentiels avec transport solide laissent d'abord se déposer les plus grosses particules, les plus fines étant emmenées plus loin. Enfin, au sein des écoulements torrentiels avec transport solide, les grains solides les plus grossiers sont charriés sur le fond, c'est à dire qu'ils entrent très souvent en contact avec le fond. En outre la vitesse de l'eau qui les entoure est en moyenne environ 2,5 fois plus élevée que leur propre vitesse. On a ainsi affaire à un écoulement biphasique. Au contraire la vitesse moyenne du mélange qui entoure un bloc quelconque immergé dans une lave torrentielle est proche de la vitesse de ce bloc. De ce point de vue on a affaire à un écoulement monophasique.

Il faut remarquer que notre utilisation des termes monophasique et biphasique est abusive. Au sens propre, les laves torrentielles et les écoulements hyperconcentrés sont bien sûr biphasiques : ils contiennent au moins deux phases : de l'eau, liquide, et des grains, solides. Biphasique et monophasique concernent donc en premier lieu un caractère physique de la matière. Cependant, couramment, ces termes prennent par extension une acception mécanique : monophasique qualifie le fait que, au moins du point de vue du comportement mécanique, tout se passe comme si on avait une seule phase. Dans le cas où la sédimentation est significative, on ne peut plus considérer que le mélange contient une seule phase : pour une fraction du mélange (les grains les plus gros), il existe une direction privilégiée de mouvement, différente et plus ou moins indépendante de celle du reste du mélange. Au contraire, lorsque la sédimentation est négligeable, les blocs sont liés au reste du mélange et n'ont pas de mouvement propre. "Vu de loin", tout se passe comme si on avait affaire à un seul fluide visqueux. Ce fluide contient certes des grains, mais l'ensemble peut être considéré comme un seul fluide parce que les grains pris dans la masse n'ont pas de mouvements totalement ou partiellement indépendants de celui du reste du mélange.

Nous avons déjà remarqué que les laves torrentielles ne se distinguent pas nettement des glissements de terrain du point de vue de la concentration solide (il y a plus ou moins continuité des gammes de concentration correspondant à chaque phénomène). C'est par le type de mouvement qu'on peut le plus sûrement les distinguer. De manière générale, lors de son mouvement principal, le glissement de terrain est essentiellement une masse de sol rigide qui se met en mouvement relativement brutalement en glissant sur une autre masse le long d'une surface de rupture. En fait les situations réelles sont plus complexes, mais cette description sommaire permet de mettre en valeur un caractère distinctif essentiel : alors que les laves torrentielles peuvent être considérées comme des fluides visqueux homogènes continûment déformés, les glissements de terrain mettent en jeu un matériau au sein duquel des discontinuités de vitesse se développent et assurent l'essentiel du mouvement de l'ensemble. Cette différence apparaît clairement dans les dépôts issus de glissements de terrain : on peut retrouver des volumes importants de matériaux peu ou pas déformés (par rapport à leur état initial avant glissement). Au contraire pratiquement aucune structure du sol initialement en place n'est observable dans les dépôts de laves torrentielles car le mélange est totalement remanié au cours de l'écoulement.

La différence entre les éboulements ou écroulements en masse et les laves torrentielles pourrait surtout résider dans le fait que, pour ces deux premiers phénomènes, les matériaux en mouvement contiennent une fraction négligeable d'eau. Juste après un écoulement on peut donc distinguer un dépôt issu d'une lave torrentielle de celui d'un éboulement en masse. En revanche dans les deux cas, les matériaux sont largement déformés ou remaniés au cours du mouvement ⁽¹⁾.

4.3. Rhéologie des laves torrentielles

Nous venons de voir que les laves peuvent, en première approximation, être considérées comme des fluides homogènes. Les travaux de recherche ayant pour but de fournir des outils pratiques aux praticiens ont tous suivi cette voie. Si les premiers modèles proposés pour décrire les écoulements de laves torrentielles utilisaient les formules usuelles de l'hydraulique à surface libre, les chercheurs ont rapidement utilisé des modèles qui tenaient compte de la forte viscosité et du caractère non-newtonien du matériau mis en jeu. Dans ce cadre on peut distinguer deux approches essentielles.

4.3.1. Le modèle viscoplastique

La première approche, initialement mise en place par Johnson [1] (en parallèle avec Daido [12]) consiste à considérer le matériau constitutif des laves comme un fluide à seuil dont la loi de comportement est du type :

⁽¹⁾ De ce fait, les dépôts anciens issus d'éboulements ou d'écroulements peuvent uniquement se distinguer des dépôts de laves torrentielles boueuses (voir § 1.3), du fait que ces derniers, après séchage, offrent une résistance très importante au remaniement.

$$(1) \quad \gamma=0 \text{ quand } \tau < \tau_c ; \tau = \tau_c + f(\gamma) \text{ quand } \gamma > 0$$

où γ est le gradient de vitesse, τ la contrainte tangentielle et τ_c le seuil de contrainte. f est une fonction croissante de γ qui s'annule en 0. La fonction f utilisée par Johnson et de nombreux autres auteurs est une simple fonction linéaire de γ dans laquelle le coefficient de proportionnalité est la viscosité plastique. Dans ce cas le modèle (1) résultant est le modèle de Bingham [13].

Le fait d'utiliser un modèle du type (1) a d'abord été justifié par Johnson sur la base d'observations de terrain [2] : lorsque la lave s'est écoulée dans un chenal elle laisse derrière elle des dépôts latéraux dont la présence prouve que le matériau en écoulement n'est ni un solide (ou un sol) ni un liquide. Par ailleurs il a été démontré par de nombreux auteurs que les mélanges eau-argiles possèdent un seuil de contrainte à partir d'une certaine concentration solide [14-19]. Or la plupart des laves torrentielles sont en fait des suspensions de grains dans un mélange eau-argiles. Il est donc naturel de penser que ces mélanges sont aussi des fluides à seuil.

Par la suite, à l'aide de mesures directes avec des rhéomètres, de nombreux travaux ont confirmé que les mélanges boueux fins et grossiers sont fondamentalement des fluides à seuil [20-23]. Pour représenter le comportement en cisaillement simple beaucoup d'auteurs ont utilisé un modèle de Bingham calé sur les mesures de rhéométrie dans une gamme particulière de gradients de vitesse. En pratique, pour être pertinente, cette méthode implique que la gamme choisie correspond à celle des écoulements naturels que l'on souhaite prédire. Afin de s'affranchir de cette contrainte, quelques auteurs [21, 24-26] ont récemment proposé d'utiliser un modèle de Herschel-Bulkley [27] pour représenter les courbes d'écoulement (contrainte tangentielle-gradient de vitesse) expérimentales de ces suspensions dans une large gamme de gradient de vitesse :

$$(2) \quad \tau = \tau_c + K\gamma^n$$

où K et n sont deux paramètres. Pour des suspensions le paramètre n est en général inférieur à 0,5. K semble plus ou moins proportionnel à τ_c sans qu'une explication physique de ce paramètre ait été donnée pour l'instant. Le seuil de contrainte reste finalement le seul paramètre qui a une signification physique claire : il s'agit de la force du réseau de liens formés entre les particules colloïdales (argiles) à travers tout l'échantillon, modulée par la présence de grains [21].

Coussot [28] a montré qu'il était possible de prédire les caractéristiques d'écoulements à surface libre de boues fines à partir du moment où ce modèle était ajusté sur les mesures obtenues indépendamment à l'aide d'un rhéomètre. Par ailleurs, lorsque les paramètres de ce modèle sont déduits d'expériences de rhéométrie, le seuil de contrainte obtenu est en général très proche du seuil réel du matériau [29-30].

Dans la même catégorie le modèle viscoplastique généralisé de Chen [31] et le modèle quadratique de Julien et Lan [32] sont des modèles plus sophistiqués qui ont pour but de décrire une plus large gamme de comportements possibles. Comme ces modèles comportent un plus grand nombre de paramètres leur intérêt

pratique reste à démontrer. En outre, ces modèles permettent d'inclure, dans une même loi de comportement, la possibilité que le fluide ait un comportement du type viscoplastique ou inertiel (collisions entre particules ou turbulence) selon les écoulements. Ceci pose un problème de fond : le comportement (intrinsèque) d'un matériau peut-il changer selon les caractéristiques (conditions aux limites) de ses écoulements naturels ?

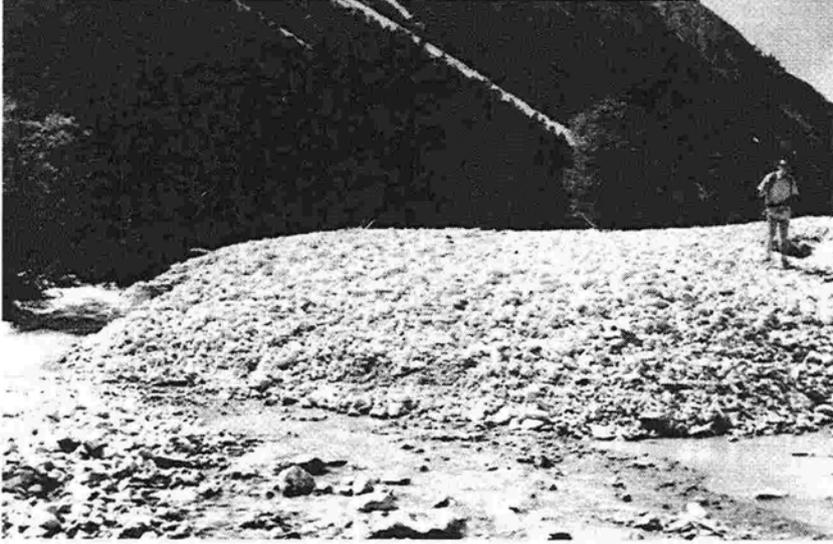


Fig. 4 : Vue d'un lobe formé par l'arrêt d'une lave torrentielle sur le cône de déjection du torrent des Sables (Hautes-Alpes). On distingue approximativement le profil du lobe selon la direction de plus grande pente (perpendiculaire à la rivière (Clarée)). [P. Coussot, Cemagref]

D'un point de vue pratique ces travaux ont été prolongés par la description (numérique ou analytique) des caractéristiques des écoulements naturels sur la base d'un modèle de Bingham ou d'un modèle de Herschel-Bulkley [33-35]. Les modèles numériques proposés ont pour but de décrire soit la propagation de la lave dans le chenal, soit son extension sur le cône de déjection en tenant compte du relief local. Laigle et Coussot [35] ont validé leur modèle en comparant ses prédictions à des expériences sur modèle réduit avec des boues fines. Vis à vis des écoulements naturels le point crucial reste la détermination, ou plutôt l'estimation de la valeur des paramètres de la loi de comportement.

A partir de l'examen de la forme des dépôts de laves torrentielles sur le cône de déjection (Fig. 4), Johnson [1] puis Coussot et al. [36] ont proposé des méthodes de détermination pratique du seuil de contrainte, qui est un paramètre déterminant au sein de la loi de comportement. La forme d'un dépôt quelconque de fluide à seuil issu de l'arrêt d'un écoulement pleinement développé, dans une direction perpendiculaire à la bordure du dépôt est donnée par [36] :

$$(3) \quad D = 1 - \cos \alpha \left[H + \ln \left(\frac{\alpha - a \sin(H \sin \alpha)}{2} \right) \tan \frac{\alpha}{2} \right] - \cos(\arcsin(H \sin \alpha))$$

avec $D = \frac{\rho g z (\sin(i))^2}{\tau_c \cos(i)}$ et $H = \frac{\rho g h \sin(i)}{\tau_c} = \frac{h}{h_0}$

où i est la pente du plan, h la hauteur locale de fluide par rapport au fond, g la gravité, ρ la masse volumique du fluide et z la distance par rapport au bord dans la direction considérée. α est l'angle entre cette direction et la direction de plus grande pente (Fig. 5). H et D sont donc respectivement la hauteur de fluide adimensionnelle et la distance adimensionnelle par rapport à O . Pour une couche de fluide uniforme on trouve $h=h_0$. Les résultats ainsi obtenus peuvent utilement compléter l'extrapolation du comportement à partir de mesures au rhéomètre sur des échantillons partiels de laves.

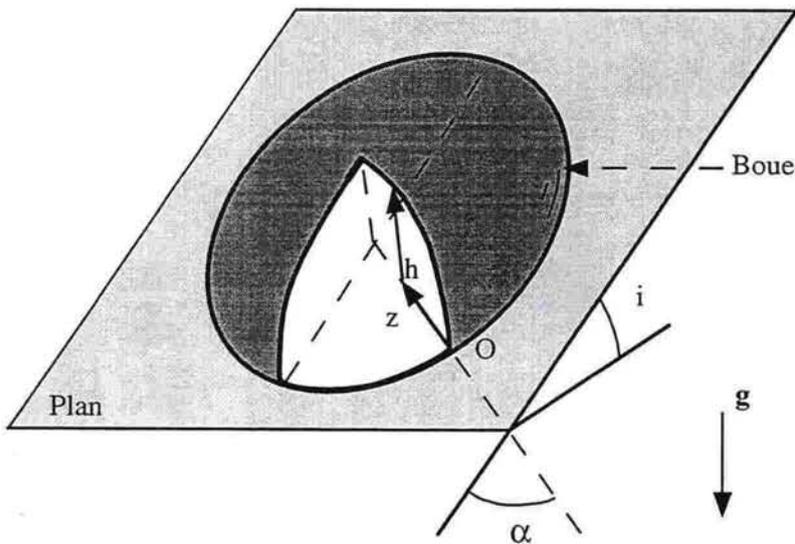


Fig. 5 : Aspect d'un dépôt de boue sur un plan incliné. Ce type de dépôt peut avoir été formé par exemple en vidant doucement un seau de boue en un point donné. La boue s'étale alors de tous les cotés autour de ce point source. Le profil de la surface libre par rapport au plan et dans une direction perpendiculaire à la périphérie du tas est approximativement donné par la formule (3). On retrouve le même type de profil dans les zones non-cisaillées d'un étalement de boue sur un plan incliné formé à partir d'une source fournissant un débit permanent de fluide.

4.3.2. Le modèle "granulaire"

Le second type de modèle semble a priori plus adapté à la description du comportement des laves à très faible taux d'argile (quelques pour-cent au maximum) car il repose sur la prise en compte du caractère granulaire des laves torrentielles. L'origine de ce travail est celui de Bagnold [37] qui a suggéré qu'une suspension de grains non colloïdaux immergés dans un fluide newtonien a un comportement gouverné par les collisions entre les particules à des gradients de

vitesse suffisamment grands. Fondamentalement, en cisaillement simple, le nombre de chocs par unité de temps et la quantité de mouvement transmise lors de chaque choc sont proportionnels à la vitesse relative des couches de grains, elle-même proportionnelle au gradient de vitesse. De ce fait nous avons :

$$(4) \quad \tau = k\lambda^2\gamma^2$$

où k est une fonction qui dépend de la configuration, de la taille et de la masse volumique des particules ainsi que de la manière dont elles s'entrechoquent. λ est le rapport entre le diamètre des particules et la distance qui les sépare. Bagnold a proposé d'estimer λ de la manière suivante :

$$(5) \quad \lambda = \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{\phi_m}{\phi} - 1}}$$

où ϕ est la concentration volumique solide et ϕ_m la concentration maximale d'entassement. Cette dernière formule est rigoureusement exacte lorsque les billes sont régulièrement espacées. Lorsque ce n'est plus le cas on admet qu'elle fournit une valeur moyenne du rapport recherché.

S'inspirant de la théorie cinétique des gaz, les travaux de Bagnold ont été repris et développés dans un cadre plus général par Savage et ses collègues [38-39]. Le modèle résultant, la théorie cinétique des milieux granulaires, semble surtout adaptée à la description d'écoulements très rapides de grains secs. En effet cette théorie repose sur l'hypothèse que les phénomènes prédominants au sein de l'écoulement sont les collisions binaires, ce qui signifie que les grains sont suffisamment espacés et/ou agités.

Takahashi [3, 40] a lui aussi repris les résultats de Bagnold et les a, autant que faire se peut, adaptés au cas des laves torrentielles. En fait, un certain nombre de paramètres qui interviennent dans le modèle de Bagnold ne peuvent pas être simplement déduits des caractéristiques physiques du matériau. Dans le cas des laves torrentielles, la granulométrie est très étendue et l'utilisation de ce modèle d'autant plus problématique. Takahashi est finalement amené à caler un coefficient de proportionnalité du modèle (5) sur des observations de terrain. Sur la base de ce modèle, Takahashi a ensuite développé de nombreux outils destinés à être utilisés par des ingénieurs (impact sur des ouvrages, extension sur le cône de déjection) [41].

4.3.3. Discussion

On peut s'étonner du fossé qui semble séparer ces deux catégories de modèles. En fait, vis à vis des matériaux constitutifs des laves naturelles, aucun des deux modèles ne peut être validé complètement par l'expérience parce qu'il n'existe pas suffisamment de données concernant les caractéristiques (vitesse, hauteur, etc.) d'écoulements naturels en conjonction avec des données concernant les matériaux

mis en jeu. Ces modèles ont uniquement été validés par des expériences sur des matériaux modèles [37, 41] ou sur des fractions des matériaux naturels [1, 15, 22, 42]. Le choix entre l'un ou l'autre des modèles pour décrire des phénomènes naturels comporte donc a priori une part d'arbitraire. Une lave torrentielle typique contient à la fois un fluide interstitiel à seuil (constitué du mélange eau-argiles) et un grand nombre de grains (dans une large gamme de tailles) susceptibles d'entrer en collision : chacun de ces modèles privilégie de manière plus ou moins légitime l'influence de l'un ou l'autre de ces aspects.

Comme le premier modèle privilégie les dissipations d'énergie de type visqueux alors que le second privilégie des dissipations d'énergie de type inertiel il est naturel de penser que le choix de l'un ou l'autre de ces modèles doit être justifié par le régime d'écoulement. De même que la transition laminaire-turbulent s'opère au-delà d'une certaine gamme de valeurs du nombre de Reynolds, la transition fluide à seuil-fluide granulaire (sous-entendu, au sein duquel les collisions sont prédominantes) devrait s'opérer au-delà d'une certaine gamme de valeurs d'un nombre adimensionnel. Dans le cas d'une suspension de billes identiques dans un fluide newtonien, Bagnold [37] a estimé que le régime inertiel (pour lequel les chocs sont prédominants) est atteint lorsque le nombre caractéristique N est supérieur à 450 :

$$(6) \quad N = \frac{\sqrt{\lambda}}{\mu} \rho_s d^2 \gamma$$

où ρ_s est la masse volumique des particules, d leur diamètre et μ la viscosité du fluide interstitiel. L'adaptation de ce critère aux laves torrentielles pose encore une fois des problèmes : en effet nous avons affaire à des mélanges de grains de toutes tailles dans un fluide à seuil. En première approximation on peut envisager de reprendre ce critère en utilisant le nombre de Bagnold généralisé suivant :

$$(7) \quad I = \frac{\sqrt{\lambda} \rho_s (d)^2 \gamma^2}{\tau_c}$$

I est en fait le rapport des contraintes caractéristiques des deux phénomènes en question. Deux problèmes cruciaux restent à résoudre : la zone de transition déterminée par Bagnold est-elle encore valable ici ? Comment estimer λ dans le cas général ?

Que ce soit en utilisant ce type de critère ou à l'aide d'expériences consistant à ajouter progressivement des grains dans un fluide eau-argiles, on se rend compte que pour une large gamme de matériaux l'influence du fluide interstitiel est fondamentale : une large gamme de matériaux boueux fins ou grossiers ont un caractère viscoplastique marqué [43]. Cependant, pour atteindre la lave torrentielle complète il faut d'une manière ou d'une autre extrapoler ces résultats. De ce fait on ne peut pas être certain que l'ajout d'une forte concentration de gros grains avec une granulométrie étalée ne va pas modifier le type de comportement des mélanges. Malgré tout au moins deux types de laves torrentielles peuvent être

clairement distingués : les "laves torrentielles boueuses", qui contiennent une fraction suffisante d'argiles pour que le fluide interstitiel eau-argiles lubrifie l'essentiel des mouvements relatifs entre grains et ainsi impose son comportement de fluide à seuil rhéofluidifiant au mélange ; les "laves torrentielles granulaires", qui contiennent assez peu d'argiles et dont le comportement est dicté par les contacts entre grains (collisions, frictions, etc). Il subsiste cependant une incertitude concernant le comportement d'un ensemble de matériaux que l'on peut considérer comme intermédiaires. Bien qu'une classification conceptuelle ait pu être proposée par Coussot et Meunier [4] sur la base des raisonnements ci-dessus et d'expériences en laboratoire, la distinction exacte du type d'une lave torrentielle, et donc la détermination de son type de comportement, reste délicate dans de nombreux cas. Une classification rigoureuse et systématique nécessiterait un très grand nombre d'expériences difficiles qui ne seront probablement pas réalisées dans un avenir proche. En pratique il faut encore se contenter d'une approche de type ingénierie tirant son origine de concepts fondamentaux justes mais qui reste approximative parce qu'un saut doit toujours être fait entre la compréhension des phénomènes au niveau de la microstructure et celle du phénomène naturel. C'est ce type d'approche qui est développée par différents bureaux d'étude ou centres de recherches appliquées à travers le monde. Les modèles utilisés [34-35, 41] varient alors d'abord selon le type de matériau considéré, puis selon l'orientation prise par les chercheurs qui ont participé à l'élaboration des modèles, et enfin selon les capacités des ingénieurs ou des chercheurs à mesurer les paramètres rhéologiques nécessaires à l'utilisation d'un modèle.

4.4. Références

1. **Johnson, A.M.**, 1970. *Physical processes in Geology*. Freeman Cooper and Co, San Francisco, California.
2. **Johnson, A.M., et Rodine, J.R.**, 1984. *Debris flow*. in D. Brunsden and D.B. Prior, Slope Instability, John Wiley and Sons, New-York, Chapter 8.
3. **Takahashi, T.**, 1981. Debris flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 13, 57-77.
4. **Coussot, P., et Meunier, M.**, 1996. Recognition, classification and mechanical description of debris flows. *Earth-Sci. Rev.*, 40, 209-227.
5. **Coussot, P.**, *Les laves torrentielles - Connaissances de base à l'usage du praticien*. Collection Etudes, 23, Cemagref Editions, Antony.
6. Service Restauration des Terrains de Montagne, Savoie, 1996, communication personnelle.
7. **Meunier, M.**, 1987. The 24-8-87 debris flow in Modane, French Alps, *Note d'Information Technique ONF-RTM*, Cemagref, 20p. (in French)
8. **Pierson, T.C.**, 1985. Initiation and flow behavior of the 1980 Pine Creek and Muddy River lahars, Mount St. Helens, Washington. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 96, 1056-1069.
9. **Li, J., Yuan, J., Bi, C., et Luo, D.**, 1983. The main features of the mudflow in Jiang-Jia Ravine. *Z. Geomorph.*, 27, 325-341.
10. **Coussot, P.**, 1996. *Mudflow rheology and dynamics*, IAHR monograph, Balkema
11. **Meunier, M.**, 1991. *Eléments d'hydraulique torrentielle*. Collection Etudes, Série Montagne (1), Cemagref, France.
12. **Daido, A.**, 1971. On the occurrence of mud-debris flow. *Disaster Prevention Research Institute bulletin*, Kyoto University, 21, 135-169.

13. **Bingham, E.C., et Green, H.**, 1919. Paint, a plastic material and not a viscous liquid; the measurement of its mobility and yield value. *Proc. Am. Soc. Test. Mat.*, 19, 640-664.
14. **Michaels, A.S., et Bolger, J.C.**, 1962. The plastic flow behavior of flocculated kaolin suspensions. *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, 1, 153-162.
15. **O'Brien, J.S., et Julien, P.Y.**, 1988. Laboratory analysis of mudflows properties. *J. Hydr. Eng.*, 114, 877-887.
16. **Qian, N., et Wan, Z.**, 1986. *A critical review of the research on the hyperconcentrated flow in China*. International Research and Training Centre on Erosion and Sedimentation publication, China.
17. **Fei, X.**, 1982. Viscosity of the fluid with hyperconcentration coefficient rigidity. *J. Hydr. Eng. (China)*, 3, 57-63. (en chinois)
18. **Wang, Z., Larsen, P., et Xiang, W.**, 1994. Rheological properties of sediment suspensions and their implications. *J. Hydr. Res.*, 32, 560-580.
19. **M'Ewen, M.B., et Pratt, M.I.**, 1957. The gelation of montmorillonite. Part I: The formation of a structural framework in sols of Wyoming bentonite. *Trans. Faraday Soc.*, 53, 535-547.
20. **Locat, J., et Demers, D.**, 1988. Viscosity, yield stress, remolded strength, and liquidity index relationships for sensitive clays. *Can. Geotechn. J.*, 25, 799-806.
21. **Coussot, P.**, 1995. Structural similarity and transition from Newtonian to non-Newtonian behavior for water-clay suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3971-3974.
22. **Major, J.J., et Pierson, T.C.**, 1992. Debris flow rheology: Experimental analysis of fine-grained slurries. *Water Resour. Res.*, 28, 841-857.
23. **Phillips, C.J., et Davies, T.R.H.**, 1991. Determining rheological parameters of debris flow material. *Geomorphology*, 4, 101-110.
24. **Doraiswamy, D., A.N. Mujumdar, I. Tsao, A.N. Beris, S.C. Danforth, et Metzner, A.B.**, 1991. The Cox-Merz rule extended: a rheological model for concentrated suspensions and other materials with a yield stress. *J. Rheol.*, 35, 647-685.
25. **Nguyen, Q.D., et D.V. Boger**, 1983. Yield stress measurement for concentrated suspensions. *J. Rheol.*, 27, 321-349.
26. **Atapattu, D.D., Chhabra, R.P., et Uhlherr, P.H.T.**, 1995. Creeping sphere motion in Herschel-Bulkley fluids: flow field and drag. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 59, 245-265.
27. **Herschel, W.H., et Bulkley, R.**, 1926. Über die viskosität und Elastizität von Solen. *Am. Soc. Test. Mat.*, 26, 621-633.
28. **Coussot, P.**, 1994. Steady, laminar, flow of concentrated mud suspensions in open channel. *J. Hydr. Res.*, 32, 535-559.
29. **Coussot, P., et Piau, J.-M.**, 1994. On the behaviour of fine mud suspensions. *Rheol. Acta*, 33, 175-184.
30. **Mas, R., et Magnin, A.**, 1994. Rheology of colloidal suspensions: Case of lubricating greases. *J. Rheol.*, 38, 889-908.
31. **Chen, C.-L.**, 1988. General solutions for viscoplastic debris flow. *J. Hydr. Eng.*, 114, 259-282.
32. **Julien, P.Y., et Lan, Y.**, 1991. Rheology of hyperconcentrations. *J. Hydr. Eng.*, 117, 346-353.
33. **Liu, K.F., et Mei, C.C.**, 1989. Slow spreading of a sheet of Bingham fluid on an inclined plane. *J. Fluid Mech.*, 207, 505-529.
34. **O'Brien, J.S., Julien, P.Y., et Fullerton, W.T.**, 1993. Two-dimensional water flood and mudflow simulation. *J. Hydr. Eng.*, 119, 244-261.
35. **Laigle, D., et Coussot, P.**, 1997, Numerical modelling of mudflows. in press in *J. of Hydr. Eng.*
36. **Coussot, P., Proust, S., et Ancy, C.**, 1996. Rheological interpretation of deposits of yield stress fluids. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 66, 55-70.
37. **Bagnold, R.A.**, 1954. Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. London*, A 225, 49-63.

38. **Savage, S.B.**, 1984. The mechanics of rapid granular flows. *Adv. Appl. Mech.*, 24, 289-366.
39. **Lun, C.K.K., Savage, S.B., Jeffrey, D.J., et Chepuruiy, N.**, 1984. Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield. *J. Fluid Mech.*, 140, 223-256.
40. **Takahashi, T.**, 1978. Mechanical characteristics of debris flow. *J. Hydr. Div.*, 104, 1153-1169.
41. **Takahashi, T.**, 1991. *Debris flow*. IAHR monograph series, Balkema, Rotterdam.
42. **Coussot, P., et Piau, J.-M.**, 1995. A large-scale field coaxial cylinder rheometer to study the rheology of natural coarse suspensions. *J. Rheol.*, 39, 105-124.
43. **Coussot, P., et Piau, J.-M.**, 1995. Effect of an addition of force-free particles on mud suspension rheological properties. *Can. Geotechn. J.*, 32, 263-270.

Les avalanches

Christophe Ancey et Olivier Marco

5.1. Introduction

5.1.1. Nature des problèmes rencontrés

L'avalanche hante la mémoire collective : des descriptions pittoresques des siècles derniers aux émois médiatiques modernes, elle n'a cessé de frapper l'imagination alors que paradoxalement, elle ne constitue à l'échelle de la planète que l'un des risques naturels les moins meurtriers en comparaison des tremblements de terre ou des inondations [1]. En France, il faut dénombrer annuellement en moyenne vingt-cinq morts, essentiellement des skieurs et des randonneurs, et guère plus de cent cinquante victimes sur l'ensemble des Alpes. Pourtant, dans une montagne qui semble domptée, des épisodes météorologiques (février 1990) ou des catastrophes (Arinsal, Andorre, février 1996) ne cessent de rappeler que l'avalanche est une constante du paysage alpin hivernal. De fait, en Europe, l'augmentation de la fréquentation, essentiellement liée au tourisme et au flux de marchandises, a motivé un développement croissant d'infrastructures (stations, routes, équipements en altitude, etc.) dans des zones particulièrement avalancheuses. Cela a été et reste encore un grand défi de l'ingénierie de permettre d'assurer au mieux, et si possible au quotidien, la protection des personnes et des biens. Cet effort de protection passe à la fois par la capacité de *prévoir les événements* (prévision nivométéorologique) et de *gérer le risque* (génie paravalanche). Dans le premier cas, il faut mettre en œuvre des méthodes d'analyse de stabilité du manteau neigeux et de prévision de l'activité avalancheuse en fonction des conditions nivométéorologiques ; c'est une mission essentielle à assurer durant la saison hivernale dans le cadre de la gestion des pistes d'une station de ski par exemple. Dans le second cas, on cherche à délimiter les zones exposées aux avalanches sur un site donné et on tente d'en réduire les effets par des dispositifs préventifs et/ou paravalanches ; c'est le travail effectué, par exemple, dans le cadre d'un projet d'aménagement. A l'évidence, une connaissance phénoménologique des avalanches n'est pas suffisante dans ces deux cas, et il est nécessaire d'avoir recours à des modèles, qui permettent de quantifier un certain nombre de paramètres : par exemple, lors d'un projet d'aménagement, on peut avoir recours à un modèle dynamique d'avalanche, qui aide à déterminer la distance d'arrêt d'une avalanche et la pression qu'elle exerce sur d'éventuels obstacles. La nature des problèmes à traiter varie selon qu'on s'intéresse à la prévision du risque d'avalanche ou à sa gestion. Dans le cas de la prévision, ce sont surtout des méthodes d'analyse statique

du manteau neigeux qui sont mises en œuvre. Dans le cas de la gestion, on cherche à caractériser les avalanches et leurs effets sur un site donné et ce sont des techniques de calcul d'écoulement qui sont employées. L'objet de cette revue est de rapidement définir l'avalanche, d'en décrire les principales caractéristiques physiques et d'examiner les méthodes de calcul proposées pour décrire les écoulements avalancheux.

5.1.2. Définition et classification des avalanches

Donner une définition concise et précise de l'avalanche peut se révéler être une véritable gageure, tant le phénomène est complexe, multiforme et s'étend sur des échelles de temps et d'espace très variables. Dans un premier temps, on peut se contenter d'énoncer que c'est un écoulement rapide de neige sur une pente de montagne, faisant suite à une rupture du manteau neigeux. L'échelle de temps est la seconde, voire la minute ; celle d'espace est la dizaine de mètres, voire la centaine ; le volume de neige engagée s'étend de quelques mètres cube aux millions, tandis que l'inclinaison de la pente va, en moyenne, de 50° à quelques degrés. Pour aller un peu plus loin dans la compréhension des avalanches, il est nécessaire de généraliser quelques-unes de leurs caractéristiques à partir d'une série d'événements passés. Ce faisant, il est commode de distinguer deux classes typiques d'écoulement :

- *l'avalanche coulante* : c'est le déplacement d'une masse de neige le long du sol. L'écoulement est astreint à suivre le relief. L'échelle de hauteur d'écoulement est le mètre ;

- *l'avalanche en aérosol* : c'est un écoulement rapide de neige sous la forme d'un nuage, qui résulte du mélange de l'air et des particules de glace. Cet aérosol est composé de grandes bouffées turbulentes, dont la trajectoire n'est pas entièrement déterminée par le relief. L'échelle de hauteur est la dizaine de mètres.

Entre ces deux cas extrêmes, il existe une gamme variée d'écoulements répondant (au cours de leur écoulement) à la fois à des critères distinctifs des avalanches coulantes et des aérosols. Cette grande variété dans les caractéristiques des écoulements observés rend extrêmement difficile la mise en place d'une classification scientifique pertinente des avalanches [1-4]. Dès lors, tout en gardant à l'esprit que la distinction de deux familles d'avalanches n'est qu'une vue de l'esprit, on retiendra qu'une telle simplification est jugée satisfaisante pour la description des avalanches et des processus impliqués.

5.2. Quelques caractéristiques des avalanches

5.2.1. Nature du matériau mobilisé

Les avalanches mobilisent principalement de la neige, parfois souillée de terre, de débris divers (rochers, végétaux), etc., plus rarement des blocs de glace (avalanche de sérac). La neige est un milieu poreux composé d'un mélange de cristaux de glace et d'air, avec parfois la présence d'eau sous forme liquide. La plage de

concentration volumique en glace de la neige est de 1 à 65 %. Les caractéristiques rhéologiques de la neige aux faibles déformations sont plus ou moins bien connues [1]. Toutefois, dans le cadre de notre étude, elles n'ont que peu d'intérêt, car la neige en mouvement présente des caractéristiques très différentes de la neige au repos. On notera au contraire que les caractéristiques de la neige mobilisée par une avalanche sont liées à la nature de l'écoulement.

5.2.1.1. Cas des aérosols

Dans le cas d'un aérosol, le matériau en écoulement est une suspension de particules de glace dans de l'air. La concentration volumique (ϕ) en glace ne dépasse pas 5%. La taille (d) des particules est le plus souvent de l'ordre du millimètre. La masse volumique (ρ) du mélange est de quelques dizaines de kg/m^3 . Durant la phase d'écoulement, la vitesse de chute des particules, de l'ordre du mètre par seconde, est négligeable devant la vitesse caractéristique (U) de l'avalanche qui dépasse la dizaine de mètres par seconde, ce qui semble autoriser à considérer le matériau comme une suspension homogène [5]. Dans ce cas, on peut raisonnablement considérer que l'aérosol est l'écoulement d'un fluide newtonien présentant un caractère turbulent. On peut en effet définir un nombre de Reynolds local sous la forme :

$$(1) \quad \text{Re} = \frac{\rho \xi d U}{\mu_{\text{air}} (1 + 2,5\phi)}$$

avec μ_{air} la viscosité cinématique de l'air, ξd la distance moyenne entre particules. Pour $\phi=5\%$ et avec $U=30$ m/s, on a ξ de l'ordre de 2,5 et Re de l'ordre de 10^4 .

5.2.1.2. Cas des avalanches coulantes

Dans le cas d'une avalanche coulante, le matériau est de la neige ou des blocs de glace. La concentration volumique en glace devient importante : la masse volumique du mélange est généralement comprise entre 200 et 700 kg/m^3 (ϕ comprise entre 20 et 70%). Le matériau est généralement compressible surtout à cause de la grande compressibilité de la neige elle-même mais également parfois à cause du caractère dilatant lorsque le matériau se présente sous forme de boules de neige. Ainsi, il n'est pas rare de voir la masse volumique du matériau tripler entre la mise en mouvement de l'avalanche et son arrêt [6].

La rhéologie des mélanges air/neige est extrêmement complexe, car la neige est un milieu thermodynamiquement très sensible : puisque 0°C est le point triple de l'eau, les trois phases peuvent coexister pour cette température et on peut assister à des variations importantes de la composition du système pour de faibles variations de température autour du point triple. Il semble dès lors probable que le comportement mécanique soit très dépendant de l'état thermodynamique et de la structure du mélange. Cette sensibilité thermodynamique du mélange air/ neige explique la grande variété d'aspect du matériau mobilisé dans une avalanche coulante : pulvérulent (neige sèche), granulaire (boules de neige agglomérée par

effet capillaire ou compactage, blocs anguleux provenant des restes de la dislocation du manteau neigeux), pâteux (mélange d'eau et de neige) et quasiment toutes les formes intermédiaires entre ces aspects particuliers. Un cas souvent rencontré concerne les avalanches mobilisant des boules de neige. La mise en boule de la neige est caractéristique de la présence d'eau sous forme liquide (celle-ci peut exister dans la neige mobilisée ou bien apparaître en cours d'écoulement). Le matériau s'apparente alors à un milieu granulaire, avec en général une gamme de diamètres de boule étendue (l'échelle de taille des boules de neige peut aller du centimètre au mètre). Toutefois, l'analogie avec un simple milieu granulaire doit être maniée avec prudence car la neige sous forme de boules exhibe certaines caractéristiques dont les mécanismes et l'influence sur le comportement mécanique global restent très mal cernés ; citons notamment le rôle lubrifiant du film d'eau observé autour des boules de neige, la compressibilité et la fragilité des boules, leur mode de croissance, etc.

La diversité morphologique des matériaux observés, leur grande sensibilité thermodynamique ainsi que les échelles de taille rencontrées semblent rendre impossible (à l'heure actuelle) toute étude rhéométrique approfondie de la neige mobilisée par les avalanches coulantes. Cette grande complexité explique le très faible nombre d'études expérimentales sur le sujet ainsi que leur caractère très lacunaire ou contestable. On peut par exemple citer la détermination d'une viscosité apparente par l'équipe japonaise de Maeno et de Nishimura [7]. D'après ces auteurs, la neige est un fluide non-newtonien à seuil, pour lequel la viscosité apparente ne dépend que faiblement de la température (de l'air), mais fortement de la masse volumique [7] ; ces auteurs arrivent à un ordre de grandeur de la viscosité variant de 10^{-3} à 10^{-1} Pa.s lorsque la neige passe de 200 à 450 kg/m³.

En revanche, même si peu de travail rhéométrique a été réalisé, plusieurs lois de comportement ont été proposées sur le plan théorique et sont justifiées plus ou moins qualitativement : fluide newtonien, fluide newtonien généralisé (Reiner-Ericksen), fluide à seuil (Bingham), fluide bivisqueux. Dans ce cas, les caractéristiques rhéologiques ne sont utilisées qu'à titre de paramètres de calage d'un modèle théorique (voir § 5.3) et non comme propriétés intrinsèques du matériau.

5.2.2. Caractéristiques de l'écoulement

L'avalanche est un écoulement gravitaire rapide. En effet, la gravité joue un rôle moteur à la fois dans son départ et son écoulement. Pour tenter de quantifier ce rôle, on peut calculer le nombre de Froude $Fr = U / \sqrt{gH}$, (avec U la vitesse moyenne de l'avalanche, H sa hauteur moyenne et g la gravité), dont le carré traduit le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle moyennes de l'écoulement. Quel que soit le type d'avalanche, le nombre de Froude est le plus souvent compris entre 1,5 et 5, ce qui peut s'interpréter en notant que les énergies potentielle et cinétique sont du même ordre de grandeur. De manière générale, la masse d'une avalanche quelconque varie au cours de l'écoulement : le bilan de masse peut être positif (on parlera alors de *reprise* de neige), négatif (on parlera alors de *dépôt*) ou bien neutre et il peut évoluer durant l'écoulement (par exemple,

passer de positif à négatif). Ces deux points sont à peu près les seules caractéristiques communes à tous les types d'avalanche. On note en effet que, généralement, le mode de déplacement de la neige, la morphologie de l'écoulement et les mécanismes de transfert de masse diffèrent totalement entre un aérosol et une avalanche coulante.

5.2.2.1. Les avalanches en aérosol

L'avalanche en aérosol est l'écoulement très fortement turbulent d'un mélange d'air et de particules de glace dans l'atmosphère. L'aérosol s'apparente à un *courant de turbidité* : un fluide "lourd" s'écoule le long d'une pente dans un fluide plus léger [8]. A priori, le matériau est diphasique, car phases solide et gazeuse peuvent avoir leur propre vitesse.

Il est cependant probable, que dans le cas de régimes caractérisés par de faibles nombres de Stokes (S) [5]:

$$(2) \quad S = \frac{\rho_p d^2}{\mu_{\text{air}} T}$$

avec T le temps caractéristique des particules et ρ_p la masse volumique de la glace, il soit licite de considérer le milieu comme monophasique. En effet, à l'échelle locale, la turbulence permet le brassage du mélange d'air et de particules de glace ; pour des aérosols purs, la suspension est donc généralement relativement homogène. Cela n'est plus vrai durant la phase d'arrêt et autour d'obstacles (le nombre de Stokes s'étale alors entre 0,1 et 10 [9]).

On observe qu'un aérosol est composé de grandes structures tourbillonnaires qui se déplacent très rapidement (vitesse entre 30 et 100 m/s) et peuvent croître sur des hauteurs très importantes (plusieurs dizaines de mètres) [8]. On a également noté l'apparition de grandes volutes au niveau du front de l'écoulement, agissant comme de véritables rouleaux de convection (Fig. 1). On présume que ce sont les frottements avec l'air qui donnent au front cette forme si particulière.

La dynamique de ces écoulements semble étroitement liée au phénomène de reprise, c'est-à-dire à l'incorporation par l'avalanche de la neige en place sur la zone d'écoulement. Ce phénomène est encore mal cerné, notamment à cause du manque de données précises recueillies *in situ*. Cependant, l'analogie avec des expériences menées en canal noyé permet d'apporter des éléments d'information intéressants : une série d'expériences menées par P. Béghin au Cemagref (en 1990-91, ces résultats ne sont pas publiés mais ont été filmés) a consisté à observer l'écoulement d'un fluide lourd (solution saline par exemple) sur un plan incliné dans une cuve d'eau. Préalablement, une couche de fluide lourd coloré avait été mise en place sur le plan d'écoulement ; la différence de couleur a facilité l'observation de la reprise de matériau par l'écoulement. Ces expériences ont montré comment le fluide au repos était soulevé par le front, puis incorporé dans l'un des rouleaux juste en arrière du front (Fig. 2). Inversement en l'absence de reprise, on note une croissance rapide de la hauteur du front, que l'on présume



Fig. 1 - Avalanche en aérosol (pointe du Dard, Pralognan, Savoie) quelques secondes après son départ. On distingue nettement la ligne de rupture amont du manteau neigeux (départ en plaque) qui s'étend sur plusieurs centaines de mètres. On notera que la mise en suspension de la neige dans l'air a été très rapide, puisque l'écoulement est déjà sous forme d'un aérosol quelques secondes après le déclenchement. Document ANENA.

être due à une accentuation des phénomènes dissipatifs au niveau du front. Ce phénomène a pour conséquence de diminuer très rapidement la concentration des particules au sein de l'écoulement et à terme la dilution de l'aérosol dans l'atmosphère. L'interprétation de cette analogie est corroborée qualitativement par de nombreuses observations de terrain.

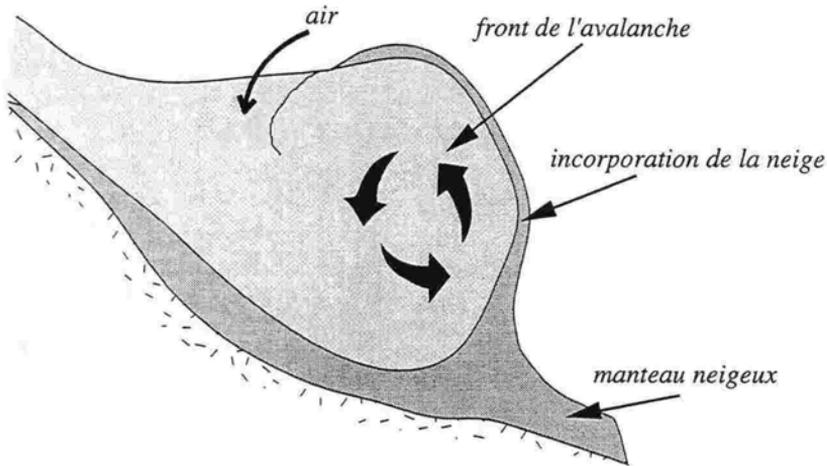


Fig. 2 - Mécanisme présumé de reprise pour un aérosol. La neige au repos à l'aval du front de l'avalanche serait incorporée dans l'écoulement par un phénomène d'aspiration de l'air facilitée par la structure tourbillonnaire du front de l'avalanche. Ce phénomène de reprise serait d'autant plus efficace que la neige au repos est légère et sans cohésion.

5.2.2.2. Les avalanches coulantes

L'avalanche coulante est un écoulement dense de neige (Fig. 3). Sa morphologie est relativement simple et n'est pas sans rappeler celle des laves torrentielles ou volcaniques. Généralement, une coupe en long de l'avalanche (à un moment donné) permet d'identifier les parties successives appelées front, corps et queue de l'avalanche. On note le plus souvent (pour des phénomènes d'ampleur suffisante) un accroissement du corps durant la phase de mise en mouvement puis une diminution progressive jusqu'à sa disparition au moment de l'arrêt. Il est à noter que le front n'a pas de rôle dynamique particulier (contrairement à ce qu'on a longtemps cru) ; c'est simplement le contour aval de l'avalanche.

La cinématique au sein de l'écoulement dépend largement de la nature du matériau transporté. Pour l'instant, les données disponibles issues d'observations de terrain montrent : (i) le caractère plutôt *laminaire* de l'écoulement (faibles fluctuations des vitesses et de la surface libre), (ii) un profil de vitesse selon la hauteur en forme de '*plug*' (écoulement dit *en bouchon*) ou bien très peu cisailé, (iii) la possibilité d'une vitesse de glissement (sur une surface neigeuse) [10, 11]. Ces observations sont confortées par des expériences de laboratoire, où le mouvement d'un paquet de neige sur un plan incliné a été analysé [12].

De même que pour les aérosols, le phénomène de reprise joue un rôle important, mais encore mal compris. Selon une hypothèse communément partagée, la neige est mise en mouvement par cisaillement du manteau neigeux au passage de l'avalanche ou bien à la suite d'une rupture provoquée par la surcharge imposée par l'avalanche [3, 13] (Fig. 4). L'augmentation de masse est sans doute à même d'accélérer l'écoulement (à travers l'augmentation d'énergie cinétique) et/ou d'augmenter la distance d'arrêt. En revanche, on se sait pas si l'absence de reprise a une influence particulière sur les écoulements comme dans le cas des aérosols.



Fig. 3 - Avalanche coulante (site expérimental du Lautaret, Hautes-Alpes). On distingue sur la photographie une structure en forme d'aile, qui servait à l'instrumentation du site. On notera l'écoulement sous forme de boules de neige. On notera également que l'aile ne produit pas d'effet significatif sur la hauteur d'écoulement. Document Cemagref (cliché O. Marco).

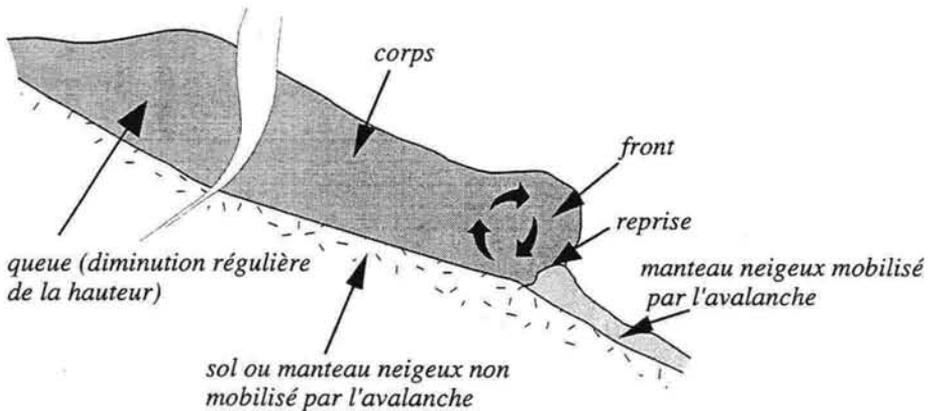


Fig. 4 - Mécanisme présumé de reprise pour une avalanche coulante. La neige serait incorporée dans l'écoulement par le dessous après le passage du front ou bien par rupture locale des strates superficielles du manteau neigeux provoquée par le passage de l'avalanche.

Enfin, il est intéressant de noter que des mesures *in situ* ont mis en évidence une augmentation de la température en cours d'écoulement : ainsi la différence de température entre la zone de départ (avant l'avalanche) et dans le dépôt de neige laissé par l'avalanche peut être sensible [6].

5.3. Modélisation des avalanches

Dans le dessein de décrire les avalanches, plusieurs *modèles* ont été développés. Avant toute chose, on peut remarquer qu'un modèle d'avalanche est une *représentation* simplifiée de la réalité (à travers le regard qu'en a le scientifique), qui doit rendre compte de phénomènes complexes, le plus souvent concomitants et en interaction plus ou moins forte entre eux. Les mécanismes élémentaires (rhéologie, reprise, etc.) sont en outre généralement mal connus ; de ce fait, il n'est possible de vérifier la pertinence d'un modèle qu'à travers sa formulation globale et non par l'examen individuel des mécanismes qu'il tente de représenter. Ceci rend très difficile la confrontation entre modèle et réalité. Cette grande complexité a motivé au fil de ces dernières années un très grand nombre d'axes de recherche, dont on dresse ici un rapide panorama.

5.3.1. Les modèles mathématiques

Nous entendons ici par modèles mathématiques des modèles types "boîte noire", qui permettent de caler une certaine réalité physique sans se soucier réellement des mécanismes sous-jacents. Cette dénomination recouvre les modèles statistiques, probabilistes ou liés à la théorie des catastrophes. Dans le domaine des avalanches, ce sont surtout les modèles statistiques qui ont eu du succès depuis le début des années 80. Par exemple, on peut citer la "méthode norvégienne" [14-17], qui à partir de calculs de régression sur des paramètres topographiques (comme l'inclinaison de pente) permet de calculer la distance maximale d'arrêt d'une avalanche coulante exceptionnelle. L'avantage de la méthode est qu'elle ne nécessite pas une connaissance précise des phénomènes et qu'elle est rapide à mettre en œuvre. Ses inconvénients sont (i) qu'elle ne fournit que des résultats sommaires (distance d'arrêt), (ii) tout en nécessitant des séries d'événements avalancheux passés suffisamment importantes pour une même région, (iii) que son extrapolation à des phénomènes autres (par exemple utiliser un modèle calé pour des avalanches coulantes pour étudier des aérosols) est douteuse [18].

5.3.2. La modélisation sur maquette

On cherche à modéliser un écoulement en créant un écoulement similaire à échelle réduite. On peut distinguer les *modèles analogiques*, qui ne font qu'exploiter la *similarité* d'apparence entre écoulements naturels et à échelle réduite, et les *modèles en similitude*, pour lesquels le modèle réduit doit satisfaire un certain nombre de critères de similitude (géométrique, mécanique, etc.) qui permettent d'extrapoler

les résultats aux écoulements en vraie grandeur. Dans ce dernier cas, les critères de similitude sont issus d'une mise sous forme adimensionnelle des équations du mouvement, ce qui exige une connaissance préalable de la rhéologie du matériau en écoulement. En bref, un modèle analogique ne donne que des renseignements d'ordre qualitatif et un modèle en similitude permet de quantifier les résultats et de les rendre exploitables à condition que les critères de similitude soient remplis.

Dans le domaine des avalanches, la rhéologie de la neige et les effets d'échelles étant assez mal connus, aucun modèle n'a été réalisé en totale similitude (à notre connaissance). Ce sont principalement des modèles analogiques qui ont été exploités jusqu'à présent. Il est à noter que ces derniers servent tout à la fois à éclaircir en laboratoire les mécanismes présumés gouverner le mouvement des avalanches, à valider des modèles dynamiques d'avalanche ou plus rarement à supporter des études d'aménagement (par exemple comment dimensionner au mieux une digue pour tenter de freiner un écoulement).

Concernant les aérosols, les simulations en laboratoire consistent à étudier des écoulement de suspensions (par exemple des suspensions salines ou de polystyrène) sur une pente inclinée dans une cuve d'eau claire (expériences de Béghin [19, 20], de Davies [18], de Hermann [9]) ou plus récemment des suspensions de particules fines (kaolinite) dans de l'air. D'après les études théoriques disponibles [19], les deux principaux critères de similitude sont le nombre de Froude (Fr) et le rapport des densités (R : densité moyenne de la suspension sur densité du fluide interstitiel). Certaines études introduisent également un nombre de Richardson [8]. Seul le produit des nombre Fr et R (appelé Froude densimétrique) est facilement respecté dans les expériences en cuve noyée, mais on peut espérer dans un avenir proche que les expériences en air libre pourront permettre le respect du rapport des densités [41]. La modélisation en similitude de la reprise de neige par l'écoulement reste encore un problème ouvert.

Concernant les avalanches coulantes, c'est essentiellement la similarité avec les écoulements granulaires secs (sable [21], billes [22], balles de ping pong [23]) qui a été jusqu'à présent exploitée. Aucune comparaison avec des phénomènes naturels n'a été proposée à notre connaissance, mais de tels essais ont servi, par exemple, à mieux maîtriser qualitativement l'effet d'une digue sur un écoulement [21].

En conclusion, ce sont des modèles analogiques qui ont été jusqu'à présent développés. Le passage à des modèles en similitude reste conditionné par la nécessité de connaître la rhéologie du matériau et de pouvoir respecter expérimentalement l'ensemble des critères de similitude susceptibles d'être dégagés.

5.3.3. Les modèles empiriques

Nous appelons ici *modèle empirique* une procédure de calcul qui se fonde sur un cadre théorique, mais qui, à cause du nombre d'hypothèses et d'approximations requises, a recours à des formules empiriques et nécessite le calage d'un certain nombre de ses paramètres. Dans le domaine des avalanches, c'est ce type d'approche, qui a historiquement été le plus développé (citons les travaux du suisse

Lagotala dès 1927 [24], des russes au début des années 30 [3], puis du suisse Voellmy en 1955, dont les travaux eurent le plus d'écho).

Concernant les avalanches coulantes, tous les modèles sont des variantes d'une même base. En assimilant en régime permanent une portion de fluide à son centre de masse, on écrit le bilan de force sous la forme :

$$(3) \quad M \frac{d\bar{v}}{dt} = M\bar{g} + \bar{F}_f + \bar{N} = 0$$

où la masse de l'avalanche a été notée M , N désigne la composante de la force réaction et F_f la force résultante de frottement. De manière générique, cette force s'exprime sous la forme d'une fonction polynomiale de la vitesse, de certains paramètres de frottement et éventuellement de la masse. Chacune des contributions est généralement interprétée par les auteurs d'un point de vue qualitatif comme la représentation de certains mécanismes (dissipation turbulente, cohésion, etc.). Par exemple dans le modèle de Voellmy-Salm-Gubler, la force de frottement est écrite sous la forme :

$$(4) \quad F_f = Mg \left(\frac{v^2}{R_H \xi} + \mu \cos \theta \right)$$

où (μ, ξ) sont des constantes déterminées empiriquement et censées représenter des coefficients de frottement solide et turbulent, R_H est le rayon hydraulique tel qu'on le définit en hydraulique et θ désigne l'angle de la pente [25]. Dans un tel modèle, la vitesse maximale atteinte par l'avalanche est alors :

$$(5) \quad v = \sqrt{R_H \xi (\sin \theta - \mu \cos \theta)}$$

Ce modèle, quoique très simple, arrive à fournir des données correctes (vitesse maximale, pression, distance d'arrêt) pour des avalanches coulantes d'ampleur suffisante à condition que les paramètres dynamiques soient correctement calés (voir par exemple la procédure suisse [25, 26]). Inversement, il est à noter que les résultats sont très sensibles au choix des paramètres de calage et que les données fournies sont insuffisantes dans la plupart des études actuelles d'ingénierie (dans une zone urbanisée plus ou moins protégée par des ouvrages paravalanches, la délimitation des zones menacées ne peut se contenter d'un calcul approximatif à cause des enjeux politiques et financiers).

Concernant les aérosols, Tochon-Danguy et Hopfinger puis Béghin et Hopfinger [20] ont proposé des modèles empiriques exploitant l'analogie avec des courants de turbidité. Dans le modèle de Béghin, le corps de l'avalanche est assimilé à un écoulement turbulent en forme d'un demi-ellipsoïde soumis uniquement à la poussée d'Archimède ; la reprise de neige n'est pas prise en compte. Après une intégration grossière des équations locales de conservation, le modèle montre l'existence d'une phase d'accélération suivie d'une phase de décélération. Dans cette dernière phase, l'expression de la vitesse est approchée par :

$$(6) \quad U \propto \sqrt{\sin \theta / x}$$

avec x la distance parcourue depuis le point origine de l'avalanche et θ l'inclinaison de la pente. L'originalité de ce modèle est que la validation, puis le calage des paramètres, s'est faite à partir d'essais en cuve noyée (cf. 5.3.2.) [19]. Ce modèle a été modifié par la suite pour tenir compte de la reprise [27].

5.3.4. Les modèles physiques

L'objet des modèles physiques est de fournir un jeu complet d'équations décrivant les mécanismes sous-jacents au phénomène, puis de le résoudre (le plus souvent numériquement) pour connaître l'évolution d'une avalanche pour des conditions initiales et aux limites données. Les modèles physiques diffèrent des modèles empiriques par le fait que toutes les formulations mathématiques sont censées avoir une signification physique précise. Le cadre conceptuel est généralement celui de la mécanique des milieux continus. Tout modèle physique comporte les ingrédients suivants :

- des équations de conservation (masse, quantité de mouvement, parfois énergie) ;
- la loi de comportement de la neige en écoulement ;
- des équations traduisant le comportement aux frontières (reprise, etc.) ;
- les conditions aux limites (topographie) et initiales.

Les équations du mouvement dérivent des équations de conservation dans lesquelles ont été incorporées les lois rhéologiques. Il est à noter que les équations peuvent être écrites sous forme locale (par exemple équations de Navier-Stokes) ou intégrale (par exemple équations de Barré de Saint Venant) [13]. La résolution des équations du mouvement se fait le plus souvent numériquement, et l'une des difficultés majeures rencontrées dans la modélisation des avalanches, que nous n'aborderons pas ici, réside dans le choix d'un traitement numérique adéquat. Il faut dès lors bien garder à l'esprit que la finesse d'un modèle est bien souvent gommée par les simplifications numériques nécessaires à sa résolution et qu'en conséquence, une grande précision dans la mise en équation ne sert à rien si la complexité des équations rend impossible toute résolution numérique.

Par rapport aux approches précédentes, les modèles physiques ont l'avantage d'être formulés selon une certaine logique scientifique, ce qui tend à en assurer la pertinence et une certaine souplesse (d'emploi et d'évolution en fonction des connaissances). Néanmoins, il ne faut pas se leurrer sur les difficultés rencontrées (il faut rendre compte de phénomènes complexes, concomitants et en interaction mutuelle) et sur les problèmes liés à la résolution numérique. De plus, la validation des modèles physiques repose la plupart du temps sur des données de terrain sommaires ou des simulations en laboratoire, pour lesquelles les règles de similitude sont plus ou moins bien vérifiées. La méthodologie à mettre en œuvre dans la validation ou le calage de ces modèles reste donc un problème essentiel, quoiqu'encore peu étudié en dehors de généralités.

5.3.4.1. Les aérosols

Les modélisations proposées pour les aérosols sont toutes construites sur la même base : les équations du mouvement sont obtenues à partir des équations locales de conservation de la masse et de la quantité de mouvement moyennée (équations de Reynolds) en considérant le matériau comme un fluide newtonien en écoulement turbulent [9, 28-30]. Les différents auteurs tentent de rendre compte du caractère diphasique de l'écoulement en introduisant une équation de diffusion turbulente de la concentration solide. Toutefois, il faut faire remarquer que la plupart des modèles actuels (à notre connaissance) ne résolvent les équations du mouvement que pour le cas asymptotique d'un faible nombre de Stokes ($S \ll 1$), c'est-à-dire que les particules sont censées s'ajuster rapidement aux variations imposées par l'air et qu'entre autres, la sédimentation ou la reprise de neige n'est pas prise en compte. Enfin, généralement, la détermination de la viscosité turbulente se fait à l'aide d'une équation de fermeture du type modèle $k-\varepsilon$. Le traitement des conditions aux limites ou initiales est encore un problème ouvert et la plupart des auteurs se contentent d'hypothèses simples (par exemple condition de non-glissement sur le fond).

5.3.4.2. Les avalanches coulantes

Dans la modélisation des avalanches coulantes, les équations du mouvement sont le plus souvent écrites sous forme intégrale (équations de Barré de Saint Venant [31]) en faisant l'hypothèse d'un écoulement de longueur très grande devant sa hauteur et d'un régime graduellement varié sur des pentes sans variation brusque (ce qui permet de simplifier un peu le problème, par exemple en justifiant les hypothèses de cisaillement simple ou de pression de forme hydrostatique) [13, 32-36]. La différence entre les modèles réside surtout dans le choix de la loi rhéologique, ou plus exactement (à cause de la formulation intégrale des équations du mouvement) des contraintes exercées aux frontières d'un volume de contrôle ; le plus souvent, la loi rhéologique est prise du type modèle newtonien [36], modèle de Bingham [13], ou modèle granulaire (frottement coulombien) [35]. Une difficulté non négligeable de ces formulations est qu'elles prévoient des écoulements instables pour des nombres de Froude autour de 2 [13], or une telle valeur est fréquemment dépassée pour des avalanches, ce qui peut constituer une très forte limitation dans le simple emploi de ces modèles.

5.3.5. Les modèles symboliques

En dernier lieu, il faut citer les modèles symboliques, dont l'objectif est de proposer une évaluation du risque d'avalanche en imitant le raisonnement déductif de l'expert [37]. Ils sont construits à partir d'une base de connaissances (le savoir phénoménologique de l'expert) et d'un moteur d'inférence (les règles de raisonnement) qui gère la base en fonction des données transmises par l'utilisateur. Ces modèles peuvent également incorporer des modèles comme ceux décrits ci-dessus (empiriques, physiques). Ces modèles offrent plus un outil d'interface et de

gestion de la connaissance qu'ils ne constituent une véritable modélisation des avalanches (en tant que description).

5.4. Conclusion

La modélisation des avalanches s'est faite selon diverses approches, sans qu'aucune n'ait pu réellement faire ses preuves ou ne se dégage comme la plus efficace. A l'heure actuelle, il semble néanmoins que les efforts des chercheurs se concentrent sur les essais en similitude et les modèles physiques. La réussite d'une telle entreprise passe nécessairement par une connaissance plus fine de la rhéologie des écoulements de neige et des processus élémentaires impliqués. Comme cela a été souligné, il est également essentiel d'améliorer en parallèle les méthodes numériques et la méthodologie de validation des modèles. La poursuite d'un aussi ambitieux programme ne doit pas faire oublier de nombreux problèmes théoriques passés sous silence dans notre discussion : par exemple, peut-on rendre compte par la similitude des phénomènes présentant autant de complexité (non-linéarité, couplage des mécanismes élémentaires, caractère stochastique des variables, etc.)? Peut-on continuer à utiliser des équations de type Saint-Venant pour des écoulements le plus souvent instables? Le travail à accomplir sur les plans théorique, expérimental, numérique et méthodologique reste encore considérable et sans garantie de succès [38].

En l'absence de modèle scientifique rigoureux, l'ingénieur dispose pour son expertise d'une palette d'outils variés : cartographie, modèles, base de données, etc. [38]. Le modèle n'est qu'un outil parmi d'autres, dont l'expert doit, de toute façon, vérifier les prédictions (le plus souvent selon son intuition, son expérience et quelques données de terrain) et les intégrer dans un raisonnement complexe en observant les souhaits du maître d'ouvrage ou du décideur [39, 40]. On peut alors se demander à quoi sert le modèle scientifique dans une expertise du risque d'avalanches? On peut esquisser les éléments de réponse suivants :

- (i) il sert pour l'ingénieur à fixer un ordre de grandeur de certains paramètres intervenant dans le dimensionnement d'ouvrage (force d'impact, distance d'arrêt, etc.), mais la pertinence de ses prédictions n'est pas toujours prouvée ;
- (ii) le modèle est un moyen de communication pratique entre le maître d'œuvre et le décideur dans le choix des options à prendre ;
- (iii) enfin, il faut reconnaître qu'un modèle scientifique apporte une certaine garantie, qui reconforte aussi bien l'utilisateur que le client : l'aspect scientifique d'une expertise apparaît comme un gage de sérieux.

5.5. Références

1. **Ancey, C.** (Coord.), 1996. *Guide Neige et Avalanches : Connaissances, Pratiques, Sécurité*. Edisud, Aix-en-Provence.
2. **Ancey, C., et Charlier, C.**, 1996. Quelques réflexions autour d'une classification des avalanches. *Rev. Géol. Alpine*, 84, 9-21.
3. **Marco, O.**, 1994. *Instrumentation d'un site avalancheux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

4. **de Quervain, R.**, 1981. *Avalanche Atlas*. Unesco, Paris.
5. **Batchelor, G.K.**, 1989. A brief guide to two-phase flow, in "Theoretical and Applied Mechanics" (P. Germain, J. M. Piau and D. Caillerie, eds), Elsevier Science Publishers, North-Holland, 27-40.
6. **Eybert-Bérard, A., Perroud, P., Brugnot, G., Mura, R., et Rey, L.**, 1978. Mesures dynamiques dans l'avalanche - résultats expérimentaux du col du Lautaret (1972-1978). Comptes rendus "2° rencontre internationale sur la neige et les avalanches", Grenoble, ANENA (Coord.), 203-224.
7. **Maeno, O.**, 1993. Rheological characteristics of snow flows. Comptes rendus "International Workshop on Gravitational Mass Movements", Grenoble, L. Buisson (Coord.), 209-220.
8. **Hopfinger, E.J.**, 1983. Snow avalanche motion and related phenomena. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15, 45-76.
9. **Hermann, F., Issler, D., et Keller, S.**, 1993. Numerical simulations of powder-snow avalanches and laboratory experiments in turbidity currents. Comptes rendus "International Workshop on Gravitational Mass Movements", Grenoble, L. Buisson (Coord.), 137-144.
10. **Granada, F., Marco, O., et Villemain, P.**, 1995. Utilisation de techniques de l'imagerie pour la cartographie des vitesses à la surface d'une avalanche dense. *La Houille Blanche*, 5/6, 69-75.
11. **Gubler, H.**, 1993. Dense-flow avalanches, a discussion of experimental results and basic processes. Comptes rendus "International Workshop on rapid gravitational mass movements", Grenoble, L. Buisson (Coord.), 127-126.
12. **Dent, J.D., et Lang, T.E.**, 1983. A biviscous modified Bingham model of snow avalanche motion. *Ann. Glaciol.*, 4, 42-46.
13. **Ancey, C.**, 1994. Modélisation des avalanches denses. Approches théorique et expérimentale. *La Houille Blanche*, 4/5, 25-39.
14. **Lied, K., et Bakkehøi, S.**, 1980. Empirical calculations of snow avalanche run-out distances based on topographic parameters. *J. Glaciol.*, 26, 165-177.
15. **A. Ghali**, 1994. Estimation de la distance maximale d'arrêt des avalanches. *Neige et Avalanches*, 68, 19-22.
16. **Mc Clung, D.M., et Mears, A.I.**, 1991. Extreme value prediction of snow avalanche runout. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 19, 163-175.
17. **Norem, H., et Bakkehøi, S.**, 1992. Estimating run-out distances for extreme snow avalanche. Comptes rendus "Université européenne d'été sur les risques naturels", Chamonix, G. Brugnot (Coord.), 183-191.
18. **Davies, T.R.H.**, 1993. Models for disastrous mass movements. Comptes rendus "International workshop on rapid gravitational mass movements", Grenoble, L. Buisson (Coord.), 67-72.
19. **Beghin, P., et Olagne, X.**, 1991. Experimental and theoretical study of the dynamics of powder snow avalanches. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 19, 317-326.
20. **Beghin, P., Hopfinger, E.J., et Britter, R.E.**, 1981. Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries. *J. Fluid Mech.*, 107, 407-422.
21. **Chu, T.**, 1995. Experiments on granular flows to predict avalanche runup. *Can. Geotech. J.*, 32, 285-295.
22. **Hutter, K., Koch, T., Plüss, C., et Savage, S.B.**, 1995. The dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout. *Acta Mech.*, 109, 127-165.
23. **Nohguchi, K., et al.**, 1996. Similarity of avalanche experiments by light particles. Comptes rendus "International Symposium Interpraevent", Garmisch-Partenkirchen, (Coord.), 147-156.
24. **Lagotala, H.**, 1927. *Étude de l'avalanche des Pélerins (Chamonix)*. Société Générale d'Imprimerie, Genève.
25. **Salm, B., Burkard, A., et Gubler, H.**, 1990. *Berechnung von Fließlawinen, eine Anleitung für Praktiker mit Beispielen*. Rapport interne n°47, Eidgenössischen Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Davos.

26. **Salm, B.**, 1993. Flow, flow transition and runout distances of flowing avalanches. *Ann. Glaciol.*, 18, 221-226.
27. **Rapin, F.**, 1992. The French theory for snow avalanches with aerosol. Comptes rendus "Université européenne d'été sur les risques naturels", Chamonix, G. Brugnot (Coord.).
28. **Gauer, P.**, 1995. A model of powder snow avalanche. Comptes rendus. Comptes rendus "Les apports de la recherche scientifique à la sécurité neige, glace et avalanche", Chamonix, F. Sivardière (Coord.), 55-61.
29. **Naaim, M.**, 1995. Numerical model of powder snow avalanche. Theoretical analysis and application. Comptes rendus "Les apports de la recherche scientifique à la sécurité neige, glace et avalanche", Chamonix, ANENA (Coord.), 31-36.
30. **Sampl, P.**, 1993. Current status of the AVL avalanche simulation model - Numerical simulation of dry snow avalanches. Comptes rendus "International Workshop on Gravitational Mass Movements", Grenoble, L. Buisson (Coord.), 269-278.
31. **Piau, J.M.**, 1996. Flow of yield stress fluid in a long domain, application to flow on an inclined plane. *J. Rheol.*, 40, 711-723.
32. **Vila, J.P.**, 1986. *Sur la théorie et l'approximation numérique des problèmes hyperboliques non-linéaires, application aux équations de Saint-Venant et à la modélisation des avalanches denses*. Thèse de doctorat, Université Paris VI.
33. **Hutter, K., Szidarovszky, F., et Yakowitz, S.**, 1987. Granular shear flows as models for flow avalanches. *Proceeding of IAHS*, 381-394.
34. **Brugnot, G., et Vila, J.P.**, 1985. Investigation théorique et expérimentale des caractéristiques des avalanches de neige. *La Houille Blanche*, 2, 134-142.
35. **Savage, S.B., et Hutter, K.**, 1989. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *J. Fluid Mech.*, 199, 177-215.
36. **Hunt, B.**, 1994. Newtonian fluid mechanics treatment of debris flows and avalanches. *J. Hydr. Eng.*, 120, 1350-1363.
37. **Buisson, L., et Charlier, C.**, 1992. Analyse de sites avalancheux : le système ELSA. Comptes rendus "Université européenne d'été sur les risques naturels", Chamonix, G. Brugnot (Coord.), 333-342.
38. **Brugnot, G.**, 1996. Neige et avalanches : usages et risques. *C.R. Acad. Agric. Fr.*, 3, 17-25.
39. **Bouleau, N.**, 1995. Validation et qualité des modèles. Comptes rendus "Les modèles au Cemagref, formulation, validation, pertinence", Antony, Cemagref, 19-36.
40. **Decrop, G., et Charlier, C.**, 1995. De l'expertise scientifique au risque négocié : vers des scènes locales de risque ? Rapport de synthèse "Futur Antérieur", septembre 1995, Cemagref.
41. **Valentin, P.-Y.**, 1997 : Physical simulation of aerosol avalanche. Comptes rendus du colloque IGS, Chamonix 1997. A paraître.

Transport solide par charriage torrentiel

Didier Richard

6.1. Introduction

Il existe un mode de transport de sédiments, observé dans les cours d'eau de montagne, torrents et rivières torrentielles, désigné sous le terme de *charriage* (torrentiel), comme il existe un mode de transport solide en rivière de plaine baptisé *charriage* (fluvial). Une description des processus de transport de sédiments en torrents, ainsi qu'un rappel des modes de transport solide en rivière, permettent de préciser le phénomène charriage torrentiel, en tant que mode de transport solide torrentiel, et par rapport au charriage classique. Les effets du transport solide par charriage torrentiel tant en ce qui concerne ses conséquences sur l'écoulement qu'en termes de risque naturel, font bien comprendre l'importance de savoir les évaluer quantitativement. En l'état actuel des connaissances, les formules disponibles de calcul du transport solide par charriage à forte pente comportent malheureusement une marge d'incertitude importante. Des recherches fondamentales difficiles sont à entreprendre pour progresser significativement dans la connaissance et la description quantitative de ces processus.

6.2. Description du phénomène de transport solide torrentiel

6.2.1. Le contexte torrentiel

Le caractère *torrentiel*, dont il est question ici, renvoie à la définition même du torrent : "cours d'eau de montagne, rapide et irrégulier, de faible longueur, plus ou moins à sec entre des crues violentes et brusques" (Le petit Larousse illustré - édition 1996). Une des premières et principales caractéristiques des torrents est donc naturellement d'être des cours d'eau de montagne. Cela a amené certains à en proposer une définition basée uniquement sur la pente en long des cours d'eau. Ainsi, Bernard [1] proposait-il la classification suivante : les cours d'eau de pente longitudinale inférieure à 1 % sont appelés rivières, ceux dont la pente est comprise entre 1 et 6 % sont des rivières torrentielles, et enfin lorsque la pente est supérieure à 6 %, on a affaire à des torrents. Il est bien évident qu'une telle classification est nécessairement réductrice compte tenu de sa simplicité. Pour autant elle a le mérite, outre la simplicité justement, de bien mettre l'accent sur le paramètre essentiel qu'est la pente.

Une autre caractéristique des torrents, contenue dans leur définition de cours d'eau montagneux donc pentu, est leur régime de crue. Les torrents sont le lieu de crues soudaines et violentes. Elles sont souvent provoquées par des précipitations elles-mêmes violentes et abondantes. Ce sont des crues à dynamique rapide, c'est-à-dire que seulement quelques heures au plus, et la plupart du temps beaucoup moins, séparent la montée des eaux de la pluie qui l'a provoquée.

Cours d'eau de montagne, les torrents drainent donc les parties sommitales des systèmes hydrographiques. Les lits torrentiels sont au contact direct de versants escarpés, fournisseurs de particules sédimentaires de toutes dimensions, depuis les argiles jusqu'aux blocs rocheux. L'allure des lits torrentiels en est fortement marquée, présentant une morphologie chahutée et très variable au gré des combinaisons de toute la gamme de ces particules de dimensions variées.

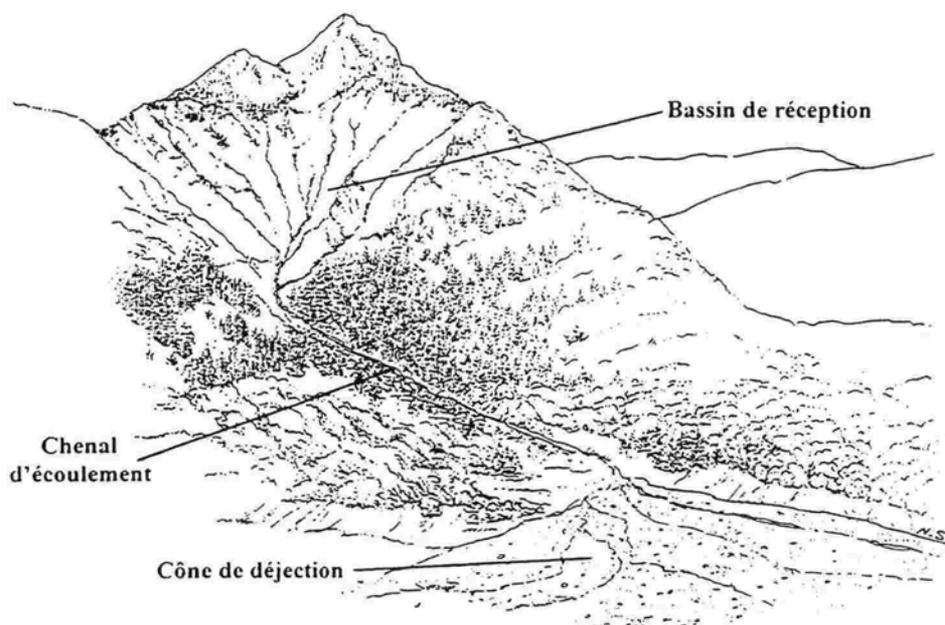


Fig. 1 - Décomposition schématique d'un bassin versant torrentiel. L'écoulement formé par ruissellement et érosion dans le *bassin de réception*, parcourt ensuite le *chenal d'écoulement*, avant de s'étaler sur son *cône de déjection*.

La proximité du torrent avec les diverses sources de sédiments qui l'alimentent, notamment les versants, oblige très généralement à considérer et analyser le fonctionnement du bassin versant torrentiel dans son ensemble. Schématiquement, on distingue dans un bassin versant type (Fig. 1), en amont le *bassin de réception*, zone de production de l'essentiel du ruissellement et de l'érosion de versants, le *chenal d'écoulement*, partie du réseau hydrographique souvent encaissée où transitent des écoulements déjà formés, et le *cône de déjection* à l'arrivée dans la vallée, où le torrent se déleste d'une part significative de sa charge en sédiments, à la faveur de l'élargissement de son lit et de la réduction de pente, avant de rejoindre une rivière torrentielle par exemple.

6.2.2. Description des écoulements torrentiels

Le décor étant planté, on décrit maintenant qualitativement ci-dessous les différents types d'écoulements qui peuvent être observés dans les torrents. Cette description s'appuie de façon complémentaire, à la fois sur un torrent naturel et sur ce que l'on peut observer lorsque l'on réalise des expérimentations au laboratoire sur modèle réduit. Enfin, une progression des faibles débits aux forts débits est adoptée dans cette description.

Débits "faibles"

La plupart du temps, le promeneur ou randonneur montagnard qui longe un torrent voit couler un filet d'eau claire qui se fraie un chemin, au travers de nombreux changements de direction, petites chutes et cascades, entre les blocs et cailloux de toutes tailles qui constituent le lit du torrent. Quelquefois, en été, il ne voit d'ailleurs rien couler du tout, s'il s'agit d'un torrent dont l'écoulement n'est pas pérenne. Rien dans cette description n'évoque un quelconque transport de sédiments, et de fait le transport solide s'il existe, est extrêmement faible. Si l'on érigeait un "piège" à sédiments dans une section en travers de notre torrent, il faudrait attendre très longtemps pour récupérer avec ce débit d'eau une quantité significative de sédiments très fins.

Débits "moyens"

Lorsque le débit liquide devient plus important, on observe d'abord qu'à partir d'un certain niveau, l'eau de notre torrent naturel devient "sale", puis très "sale". Il nous faudrait alors attendre beaucoup moins longtemps pour piéger la même quantité de sédiments fins que précédemment. Ce chargement de l'écoulement liquide en particules fines dépend de la nature de l'apport d'eau (pluie, fonte des neiges) et de la nature et de l'état de végétalisation des versants.

Si le débit liquide augmente encore, on constate qu'à partir d'un certain seuil, des particules plus grossières : sables, graviers, voire cailloux, sont retenues par notre piège à sédiments. Sur notre torrent naturel, on ne peut d'ailleurs pas voir grand-chose d'autre, tant l'écoulement est "sale". Mais si on mettait la main dans l'écoulement, on sentirait ces diverses particules transportées par l'écoulement. Quelquefois, il est même possible de les entendre, plus exactement d'entendre les chocs de ces sédiments transportés entre eux ou sur le fond. Au laboratoire, où l'eau reste propre parce que les particules les plus fines ne sont pas représentées, on peut observer directement le transport de grains, de taille maximale croissante avec le débit.

Débits "forts"

Si le débit liquide augmente encore, la taille des particules transportées augmente aussi, à tel point qu'assez rapidement, même les plus gros blocs sont concernés par le transport solide et se retrouveraient donc dans notre piège à sédiments imaginaire. Pour atteindre ce stade sur notre torrent naturel, il faut qu'un

événement exceptionnel, pluvieux dans la grande majorité des cas, se produise, et puisse expliquer une telle augmentation de débit. Les pluies abondantes et intenses provoquées par les forts orages sont souvent à l'origine de telles circonstances. L'écoulement naturel ainsi formé en est bien sûr d'autant plus tumultueux, toujours aussi sale, mais compte tenu de la grande taille des particules transportées par rapport à la hauteur d'écoulement, on peut sinon les voir, au moins en deviner certaines par le remous qu'elles produisent au niveau de la surface libre.

L'écoulement a alors une telle capacité d'arrachement et de transport de sédiments, que l'on peut observer de nombreux effondrements de berges, ainsi que des modifications des sections d'écoulements, comme des enfoncements ou des rehaussements du lit, qui se mesurent en dizaines de centimètres, voire en mètres. Ces évolutions sont rapides, c'est-à-dire qu'elles peuvent s'observer au cours d'une seule crue de quelques heures. Dans les zones de lit plus large, en particulier sur les cônes de déjection, ou à certains endroits le long des rivières torrentielles, on observe en outre des changements rapides et importants de la morphologie en plan de l'écoulement, constamment refaçonnée par les érosions et dépôts autorisés par un transport solide aussi dynamique. Ces modifications de la morphologie en plan prennent la forme de séparations de l'écoulement en plusieurs chenaux, de changements incessants du nombre des chenaux actifs, ainsi que de divagations latérales, au gré de changements de la position du ou des lits d'écoulement.

Au laboratoire, sur modèle réduit, ces évolutions morphodynamiques sont également observées, mais la transparence de l'eau nous permet de préciser d'autres caractéristiques de ces écoulements. On observe notamment qu'ils prennent principalement deux formes radicalement différentes.

D'une part, on a des tronçons à écoulement rapide, relativement canalisés même lorsque des divagations peuvent se développer parce que le canal est large. Dans ces tronçons, l'observation visuelle donne l'impression que les particules les plus grossières roulent ou glissent sur un lit relativement lisse principalement constitué des grains fins. En fait cette impression est un peu trompeuse car la mesure nous indique que des grains de toutes les tailles sont transportés, sans véritable tri. Simplement, la nature de l'écoulement nous fait identifier plus facilement d'une part les particules les plus grossières, et d'autre part les plus fines accumulées à la surface du lit. Les particules grossières semblent y avoir un comportement relativement individuel, c'est-à-dire que l'on observe peu de collisions entre ces particules en mouvement. Leur mouvement lui-même n'est pas continu, c'est une succession de déplacements rapides séparés par des périodes d'immobilité ou quasi-immobilité plus ou moins longues.

A l'opposé, on observe dans certaines circonstances des accumulations de particules, dans lesquelles les particules les plus grossières sont visiblement bien représentées. Dans les écoulements canalisés, ces accumulations sont très furtives, parce que rapidement poussés vers l'avant par l'eau qui n'a d'autre choix que de s'accumuler en amont. En revanche, si l'écoulement a la possibilité de divaguer, il contourne assez rapidement et systématiquement l'accumulation, occasionnant un méandre. Si un peu plus tard, au gré des variations de la position des chenaux d'écoulement évoquée plus haut, cette accumulation de grains vient à être remise en mouvement par l'écoulement, on observe assez souvent, au tout début du

mouvement, un départ "en masse", dans lequel les grains de l'ensemble de l'accumulation ont furtivement un comportement collectif.

Cas particulier des laves torrentielles

Certains torrents sont capables de générer, dans des conditions exceptionnelles de transport solide intense, des écoulements particuliers appelés laves torrentielles (cf. chapitre 4). Il s'agit de mélanges boueux et rocailleux, à très fortes concentrations solides, dont l'écoulement visqueux est d'apparence monophasique. Leur nom vient de cette analogie avec les laves volcaniques, et on les baptise souvent dans le langage commun "coulée de boue". Dans les Alpes françaises, la formation de laves torrentielles nécessite la présence d'argiles en quantité minimale. Dans les laves torrentielles, on ne distingue donc pas un comportement particulier à l'eau et aux sédiments, qui sont pris dans la même "pâte". Cela les distingue nettement des mouvements en masse évoqués plus haut, qui par ailleurs ne pouvaient être observés que furtivement, alors que les écoulements de laves torrentielles sont capables de parcourir de grandes distances. Ces écoulements particuliers ne sont pas concernés par le champ de cet article.

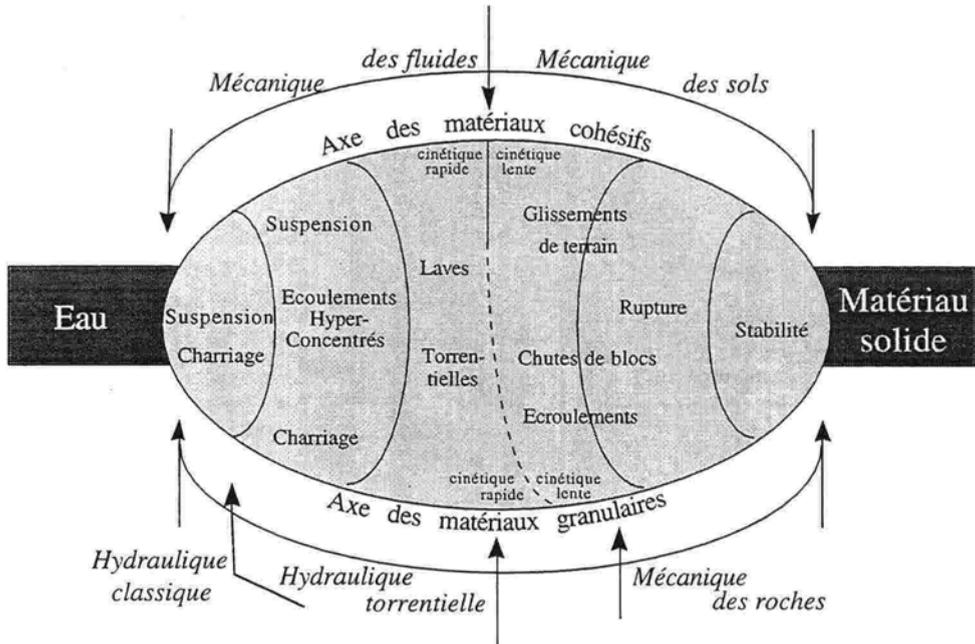


Fig. 2 - Phénomènes et disciplines en hydraulique et mouvements de terrain. Position du charriage torrentiel sur un axe eau - sédiment, d'une part par rapport aux laves torrentielles, d'autre part par rapport aux autres phénomènes naturels classiquement rencontrés le long de cet axe. Les phénomènes sont séparés selon qu'ils impliquent plutôt des matériaux granulaires, ou plutôt des matériaux fins et cohésifs. D'après Meunier [2].

La figure 2 ci-dessus positionne le charriage torrentiel sur un axe eau - sédiment, d'une part par rapport aux laves torrentielles, d'autre part par rapport aux autres phénomènes naturels classiquement rencontrés le long de cet axe. Les phénomènes sont séparés selon qu'ils impliquent plutôt des matériaux granulaires, ou plutôt des matériaux fins et cohésifs.

6.3. Modes de transport solide

Dans tous les cours d'eau à fond naturel, sauf en cas de fond rocheux bien sûr, les sédiments constitutifs du lit sont susceptibles d'être mis en mouvement sous l'action des forces hydrodynamiques exercées par l'écoulement d'eau. Dans les cours d'eau fluviaux, à faible pente, deux modes de transport de sédiments sont rencontrés, dépendant de la taille, donc en fait du poids des particules concernées (Fig. 3).

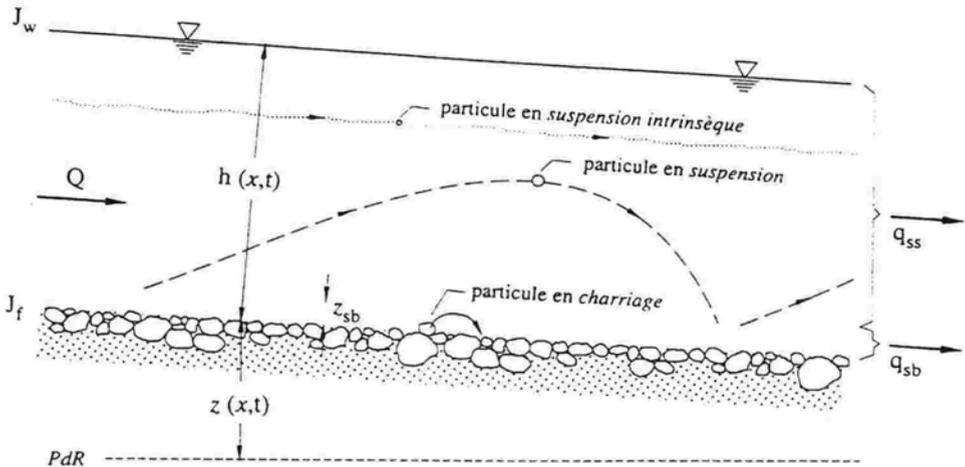


Fig. 3 - Schéma des modes de transport. En *charriage* les particules sédimentaires se déplacent au voisinage du lit par un mouvement de roulement, ou de glissement. Les particules suffisamment fines peuvent être maintenues en *suspension* dans le corps de l'écoulement sur de longues distances, sans reprendre contact avec le lit. D'après Graf et Altinakar [3].

On désigne classiquement par *charriage* le mode de transport de sédiment où l'effet des forces hydrodynamiques exercées par l'écoulement d'eau se traduit sur les particules sédimentaires par un mouvement de roulement, ou de glissement sur le fond du cours d'eau, ou encore de saltation, c'est-à-dire de succession de petits sauts au cours desquels les particules se séparent du lit durant de très courtes périodes. On le distingue d'un mode de transport complémentaire, la *suspension*, où des particules suffisamment fines, donc légères, peuvent être maintenues dans le corps de l'écoulement sur de longues distances, sans reprendre contact avec le lit, notamment sous l'effet des fluctuations verticales turbulentes de la vitesse. La séparation entre *charriage* et *suspension* repose donc directement sur une distinction en fonction de la taille des particules.

Par extension, les modes de transport de sédiments torrentiels décrits plus haut, à l'exception des laves torrentielles, sont également appelés suspension et charriage. Les écoulements concernés par cet article sont les écoulements de type charriage. Cependant, les transports solides torrentiels impliquent souvent un déplacement collectif, voire "en masse" des sédiments concernés, très différent de la somme des transports individuels qu'aurait chaque particule impliquée si elle était seule. On conçoit bien alors que la séparation entre charriage et suspension soit beaucoup plus indéterminée qu'en rivière, des particules fines susceptibles d'être transportées en suspension pouvant très bien se retrouver prises au moins momentanément dans un paquet de sédiments transportés en masse par charriage.

Par ailleurs, le charriage observé dans les cours d'eau torrentiels se distingue nettement du charriage en rivière par les valeurs maximales de concentrations en sédiments qui peuvent être atteintes. Pour fixer les idées, alors qu'à 1 % de pente les concentrations solides maximales possibles sont de l'ordre de 0,1 %, à 10 % de pente, elles peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 10 %. On parlera alors, pour marquer cette différence, de *charriage torrentiel*, ou *hyperconcentré*.

6.4. Les effets du transport solide

6.4.1. Du point de vue de l'hydraulique

Dès lors qu'il y a transport de sédiments, il existe des interactions entre la phase liquide et la phase solide. Ces interactions sont décrites par la figure 4.

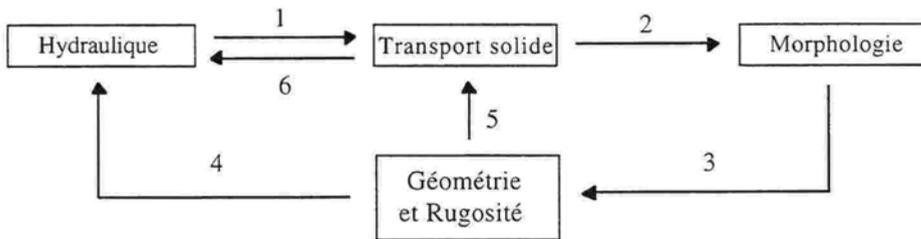


Fig. 4 - Interactions entre phase liquide et phase solide : (1) Action de l'eau sur le matériau, provoquant un transport de sédiments. (2) Effet du transport de sédiments sur la morphologie par dépôt ou érosion, entraînant enfoncement ou rehaussement, élargissement ou rétrécissement, voire changement radical de lit d'écoulement. (3) Ces modifications morphologiques s'accompagnent de modifications de la rugosité, de la pente, de la géométrie de la section en travers, lesquelles entraînent une modification du régime d'écoulement (4), et une modification de la quantité de matériaux transportés (5). (6) Perturbation plus ou moins forte de l'écoulement liquide par la présence de la phase solide en transport.

On comprend bien que si le transport solide est suffisamment faible, les variations de la morphologie ou leur influence sur l'hydraulique seront elles-mêmes suffisamment faibles pour que d'une part on puisse négliger le transport solide dans les calculs hydrauliques, et d'autre part assimiler l'écoulement à un écoulement sur fond fixe, à l'échelle de la crue. En revanche, plus le transport

solide est intense, ou plus la concentration solide est importante, moins il est admissible de négliger la phase solide, ou même de traiter phase liquide et phase solide de façon indépendante. Par exemple Smart et Jaeggi [4] ont mis en évidence qu'à partir d'une pente de l'ordre de 7 %, la hauteur d'écoulement, pour un débit liquide donné s'écoulant sur un lit affouillable devient significativement supérieure à ce qu'elle devrait être si de l'eau seule s'écoulait (Fig. 5). Le supplément de hauteur est à attribuer à la présence de sédiment dans l'eau, qui ne peut donc plus être négligé dans le calcul de la hauteur d'écoulement. Pour leur part, Graf et Altinakar [3] considèrent que si pour des concentrations volumiques très inférieures à 1%, un écoulement gravitationnel eau-sédiment constitue un mélange newtonien, en revanche à des concentrations volumiques supérieures à 8 %, le comportement du mélange eau-sédiment formé n'est plus newtonien.

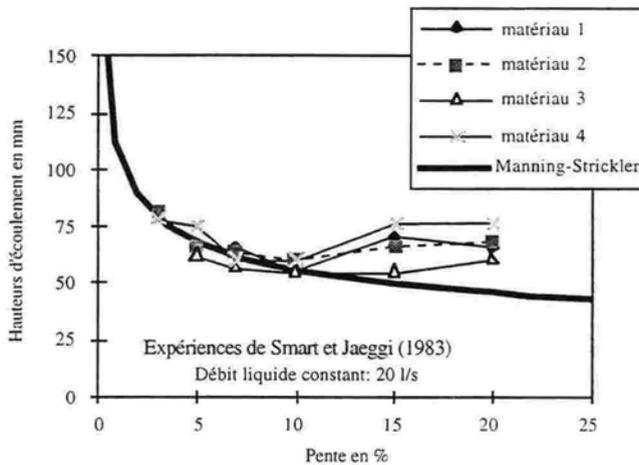


Fig. 5 - Influence du transport solide sur la hauteur d'écoulement en fonction de la pente. La courbe en gras représente la relation hauteur d'eau - pente pour de l'eau claire et pour le débit de l'expérience. Les autres courbes sont les courbes expérimentales avec transport solide pour les 4 mélanges de sédiments utilisés. Les courbes avec et sans transport solide commencent à diverger à partir d'une pente de l'ordre de 7 %.

6.4.2. Du point de vue du risque torrentiel

Toute étude de bassin versant à des fins de protection contre les risques liés au charriage torrentiel amène en général à se poser au moins trois grandes questions relatives au processus de transport solide. La première concerne l'évaluation de la capacité de transport solide dans tout ou partie du cours d'eau principal. La seconde concerne l'évaluation de l'apport effectif de sédiments dans les mêmes tronçons. La dernière enfin consiste à imaginer l'évolution de la morphologie de ces tronçons sous l'effet d'un écart entre la capacité de transport précédemment évaluée et les conditions effectives d'apport en sédiments.

Les situations de risque peuvent en effet résulter d'un excès d'apport solide par rapport à la capacité d'un tronçon donné à les évacuer. Le transport solide

excédentaire peut alors produire un exhaussement du fond du lit susceptible d'entraîner l'écoulement torrentiel hors de son lit habituel, éventuellement dans des zones à enjeux socio-économiques. A l'inverse, un apport solide inférieur à la capacité de transport d'un tronçon peut produire une reprise d'érosion dans ce tronçon, susceptible d'entraîner l'affouillement puis la ruine d'ouvrages, d'équipements, ou de zones urbanisées.

La conception d'aménagements de protection nécessite ainsi la détermination de scénarios d'apport et de transport solide, ainsi que l'étude de leurs conséquences sur la morphologie du tronçon aménagé, pour décider de l'implantation et du dimensionnement des ouvrages correspondants (barrages, plages de dépôts, chenaux endigués,...). Les zones exposées étant souvent situées dans les parties aval des bassins versants torrentiels, à leur jonction avec les rivières torrentielles des vallées principales, la question des variations de la morphologie en plan des chenaux d'écoulement, et de la dynamique du transport solide qui en résulte, peut se poser avec acuité.

6.5. Les formules de transport solide par charriage

Si l'on laisse de côté le problème de la fourniture de sédiments à partir des processus de versants, le problème de l'évaluation du transport solide le long d'un tronçon de cours d'eau torrentiel donné, revient à disposer de formules mettant en relation le débit solide recherché avec les caractéristiques physiques de ce tronçon et les conditions de débit liquide.

La quantification du transport solide n'est bien sûr pas inutile dans le cas des rivières à faible pente ; on aura compris qu'elle est d'autant plus indispensable et cruciale que la pente du cours d'eau est élevée. Cependant, compte tenu de la variabilité des manifestations du charriage torrentiel, et de la complexité du fluide biphasique correspondant, les formules dont on dispose comportent une marge d'incertitude très importante. En effet, s'il est possible de poser les équations fondamentales, issues de la mécanique des fluides, régissant un écoulement quelconque, donc par exemple un écoulement de charriage torrentiel, il est dans ce cas très rapidement difficile voire impossible dans l'état actuel des connaissances, de développer et d'exprimer tous les termes apparaissant dans ces équations, en fonction des paramètres pertinents et accessibles soit à la mesure, soit au calcul. Les approches théoriques strictes restent donc relativement limitées pour les problèmes de transport solide par charriage en général, et font appel à de nombreuses hypothèses simplificatrices, dont la validité peut donc s'avérer plus ou moins vérifiée en fonction de la complexité des situations étudiées. Les formules de charriage disponibles restent donc essentiellement empiriques, établies à partir d'expérimentations réalisées dans des conditions précises.

La logique qui a prévalu à l'élaboration des formules de transport solide par charriage à fortes pentes présentées ci-dessous, qui figurent parmi les principales, a consisté à chercher à étendre progressivement le champ d'application d'une formule établie antérieurement pour le transport solide en rivière à faible pente, la formule de Meyer-Peter [5].

Le principe de cette formule consiste à assimiler la force motrice responsable de l'arrachement et du transport des sédiments, à la force de frottement exercée par l'eau sur le fond, éventuellement les parois, du chenal d'écoulement. Le débit solide est ensuite mis en relation avec la valeur de cette force, ou plus exactement à l'excédent de la valeur de cette force par rapport à une valeur seuil.

6.5.1. Contrainte de cisaillement ; contrainte critique

Une surface plane dS quelconque parallèle au fond (notamment le fond lui-même) est exposée à une force dirigée dans le sens de l'écoulement, dont le module par unité de surface est appelé contrainte de cisaillement, notée τ (Fig. 6).

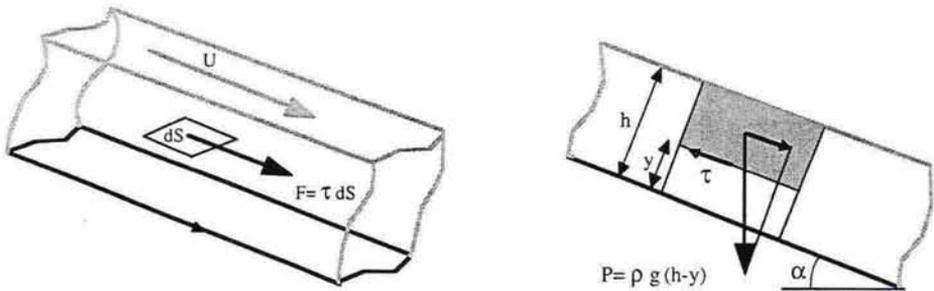


Fig. 6 - Contrainte de cisaillement : module par unité de surface de la force dirigée dans le sens de l'écoulement et qui s'exerce sur une surface plane parallèle au fond. En écoulement permanent uniforme, cette force équilibre la composante selon l'axe d'écoulement du poids du volume d'eau supporté par la surface dS .

En écoulement permanent uniforme, cette force équilibre la composante du poids P du volume d'eau supporté par la section dS selon l'axe d'écoulement, donc : $\rho g(h-y)\sin\alpha = \tau(y)$, soit $\tau(y) \approx \rho g(h-y)I$, où I est la pente du canal ($I = \tan\alpha$), g l'accélération de la pesanteur, et ρ la masse volumique de l'eau. La hauteur h est le tirant d'eau et y est la distance de la surface dS par rapport au fond (au fond : $\tau_0 = \rho g h I$).

Dans ces conditions, un grain du fond, de diamètre d , est soumis à une force d'entraînement proportionnelle à sa section : $\tau \alpha_1 d^2$, où α_1 est un coefficient de forme. Il oppose une force résistante proportionnelle à son poids immergé : $C(\rho_s - \rho)g\alpha_2 d^3$, où α_2 est un coefficient de forme, et ρ_s la masse volumique du grain. L'entraînement du grain doit donc être fonction du rapport de ces deux forces, donc du rapport sans dimension : $\tau_* = \tau / (\rho_s - \rho) g d$, appelé contrainte adimensionnelle de cisaillement.

Shields [6], à partir d'essais en laboratoire, avec un matériau de granulométrie uniforme et à faibles pentes, a identifié une valeur *critique* de cette contrainte de cisaillement adimensionnelle, minimale pour que le transport solide ait lieu. Cette valeur critique dépend d'un nombre de Reynolds adimensionnel du grain, sauf pour les fortes valeurs de ce nombre de Reynolds, ce qui correspond à la majorité

des écoulements en cours d'eau naturels. Elle est voisine alors de 0,05 (0,04 à 0,06 selon les auteurs).

6.5.2. Formule de Meyer-Peter (1948) [5]

Elle s'écrit :

$$(1) \quad \frac{q_s}{\sqrt{(s-1) g d^3}} = 8 (\tau_* - 0,047)^{3/2}$$

avec

$$(2) \quad \tau_* = \left(\frac{k_s}{k_r} \right)^{3/2} \left(\frac{Q_e}{Q} \right) \frac{h I}{(s-1) d}$$

Q	débit liquide (m ³ /s)
Q _e	débit liquide concourant au charriage (m ³ /s)
q _s	débit solide unitaire par unité de largeur du lit (m ² /s)
s	densité du sédiment : s = ρ _s / ρ
h	hauteur d'eau (m)
k _s	coefficient de rugosité du lit (m ^{1/3} /s)
k _r	coefficient de rugosité du grain (m ^{1/3} /s)
d	diamètre des particules (m)

Le débit solide unitaire q_s, par unité de largeur, est relié à l'excès de contrainte adimensionnelle au-delà de la valeur critique de Shields [6] prise ici égale à 0,047. Il est nécessaire de connaître la hauteur d'écoulement, pour calculer la contrainte de cisaillement. En hydraulique classique, cela se résout facilement à l'aide d'une loi de perte de charge adaptée, par exemple celle de Manning-Strickler.

Les conditions expérimentales ayant présidé à l'établissement de cette formule ne correspondent pas du tout au cas des écoulements torrentiels. Les pentes utilisées n'ont atteint que 2,2 % au maximum, et les sédiments utilisés étaient majoritairement de granulométrie uniforme. Par ailleurs, la pertinence des concepts physiques sur lesquels cette formule est fondée, contrainte de cisaillement et contrainte de Shields [6], est éminemment discutable dans le cas des écoulements torrentiels. Cette formule, largement utilisée en transport solide fluvial pour lequel elle a été établie, trouve donc très rapidement ses limites en conditions torrentielles.

6.5.3. Formule de Smart et Jaeggi (1983) [4]

Smart et Jaeggi [4], ont entrepris de compléter les essais de Meyer-Peter [5] par des essais analogues mais réalisés dans des conditions plus conformes aux écoulements torrentiels (pentes de 3 à 20 % et sédiments de granulométrie

étendue). La formule qu'ils proposent est formellement assez proche de celle de Meyer-Peter [5], elle reste exprimée en excès de contrainte :

$$(3) \quad \frac{q_s}{q} = 4 \left(\frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0.2} \frac{I^{1.6}}{s-1} \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau} \right)$$

avec

$$(4) \quad \tau = \frac{h_m I}{(s-1) d_m}$$

contrainte de cisaillement adimensionnelle et

$$(5) \quad \tau_0 = 0,05 \cos \alpha \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} \right)$$

contrainte critique adimensionnelle corrigée pour tenir compte de la pente

q	débit liquide unitaire par unité de largeur du lit (m^2/s)
q_s	débit solide unitaire par unité de largeur du lit (m^2/s)
h_m	hauteur d'écoulement (m)
d_m	diamètre moyen des particules - granulométrie étendue (m)
d_x	d_{30}, d_{50}, d_{90} : x % en poids des particules ont un diamètre inférieur à d_x (m)
β	angle de frottement interne du matériau

Cette formule reste malgré tout d'utilisation assez difficile, en particulier parce qu'elle nécessite aussi la connaissance de la hauteur d'écoulement h_m pour le calcul de la contrainte. Une loi de perte de charge empirique est proposée par Smart et Jaeggi [4] à cette fin, mais dont la complexité oblige à procéder par itérations pour utiliser cette formule de transport solide.

6.5.4. Formule de Rickenmann (1990) [7]

La formule proposée par Rickenmann [7], à partir des données expérimentales de Meyer-Peter [5] et de Smart et Jaeggi [4], complétées par ses propres résultats d'expérience, présente la particularité de ne plus faire appel à un excès de contrainte, qui nécessite l'évaluation ou le calcul de la hauteur d'eau, mais de relier directement le débit solide unitaire q_s à un excès du débit liquide unitaire q par rapport à une valeur de débit critique q_{cr} . Il a par ailleurs utilisé dans ses essais des écoulements plus ou moins fortement chargés en matières en suspension, donc plus ou moins denses, et la formule qu'il propose tient compte de l'effet de la densité du fluide porteur :

$$(6) \quad q_s = 12,6 \left(\frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0.2} \frac{I^2}{(s-1)^{1.6}} (q - q_{cr})$$

avec

$$(7) \quad q_{cr} = 0,065 (s-1)^{1,67} \sqrt{g} d_{50}^{1,5} I^{-1,12}$$

le débit liquide unitaire critique.

6.5.5. Formule de Lefort (1991) [8]

Lefort [8] s'est quant à lui attelé à une dernière difficulté que représente l'expression des formules citées ci-dessus en débit unitaire par unité de largeur. La largeur d'un cours d'eau torrentiel n'est effectivement pas toujours, comme on l'a évoqué plus haut, un paramètre d'accès facile. En complétant les jeux de résultats expérimentaux préexistant par des valeurs issues d'essais industriels réalisés notamment dans des configurations larges d'écoulements méandrant et divaguant, Lefort [8] a calé une formule exprimant le débit solide total Q_s en fonction d'un excès de débit liquide total Q par rapport à un débit liquide critique Q_0 . La forme de cette relation est très proche de la formule de Smart et Jaeggi [4] dont elle est dérivée, et son originalité réside dans sa facilité d'emploi. Elle présente par ailleurs une autre particularité qui est de fournir des valeurs de débit solide correspondant en fait à un volume apparent de dépôt, c'est-à-dire incluant les vides entre les particules (densité apparente égale à 2) :

$$(8) \quad \frac{Q_s}{Q} = 4,45 \left(\frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \frac{I^{1,5}}{s-1} \left(1 - \left(\frac{Q_0}{Q} \right)^{0,375} \right)$$

avec

$$(9) \quad Q_0 = 0,0776 (s-1)^{8/3} g^{1/2} d_m^{2,5} I^{-13/6} (1-1,2 I)^{8/3}$$

le débit liquide critique.

6.5.6. Considérations générales

Toutes ces formules sont essentiellement empiriques, issues de l'expérimentation. Leur domaine de validité est donc au sens strict limité aux conditions expérimentales des essais qui ont permis de les établir. Ces conditions expérimentales sont les suivantes :

- Essais à la capacité maximale de transport : l'alimentation solide amont de ces essais était réglée au maximum de ce que pouvait évacuer vers l'aval le bief modélisé, compte tenu de sa pente et du débit liquide qui le traversait. Les situations de pénurie d'apport solide qui peuvent exister sur le terrain pour diverses raisons (fond rocheux, pavage,...) ne sont donc pas traduites par ces formules.
- Essais réalisés en régime permanent : l'apport solide amont de ces essais était généralement ajusté de façon que la pente du canal modèle ne varie pas pendant l'expérimentation, réalisée à un débit liquide donné et stabilisé. Dans les situations naturelles, l'hydrogramme de crue n'est pas "plat", et peut même avoir un caractère

transitoire marqué. Par ailleurs, la pente d'un tronçon donné est susceptible de varier significativement au cours du temps.

- Essais réalisés en canal uniforme : il est bien clair que les tronçons de cours d'eau torrentiels sont rarement très uniformes, et se présentent plus souvent comme une succession très dense de singularités. En outre, tout aménagement de protection contre les crues torrentielles se traduit par l'ajout de singularités (ouvrages, barrages, seuils,...) dans les cours d'eau concernés.

- Essais réalisés en canal contraint latéralement : à l'exception d'un complément d'essais exploité par Lefort [8], tous ces essais ont été réalisés dans des canaux suffisamment étroits pour que l'écoulement soit contraint latéralement et occupe donc toute la largeur du canal. Comme nous l'avons évoqué plus haut, il existe des tronçons de cours d'eau torrentiels, en particulier dans les zones susceptibles de porter les infrastructures ou activités humaines à protéger, dans lesquels l'écoulement ne va pas occuper toute la largeur disponible, et va avoir ainsi la possibilité de divaguer ou de méandrer.

Au sens strict, toutes ces situations sortent du cadre d'application des formules disponibles de transport solide par charriage. Leur utilisation dans des situations d'écoulements naturels doit donc toujours être accompagnée de la plus grande prudence quant à la précision des résultats fournis.

6.6. Perspectives : travaux récents et à entreprendre

6.6.1. Domaine d'application des formules de transport solide

Les formules de transport solide par charriage détaillées ci-dessus ont l'inconvénient, on l'a vu, de présenter une marge d'incertitude importante. Elles ont en revanche l'intérêt considérable d'exister. Il est donc important de chercher à cerner les situations où leur utilisation est acceptable compte tenu du degré de précision requis. Des essais au laboratoire peuvent permettre d'élargir le champ des conditions expérimentales, par exemple à des écoulements non permanents ou non uniformes, et de voir si l'application de ces formules dans des modèles adaptés peut rendre compte des paramètres hydrauliques et des évolutions morphodynamiques observés.

Concernant le cas d'écoulements non contraints latéralement, c'est-à-dire qui ont la liberté de divaguer, des essais analogues (Richard [9]) ont d'ores et déjà établi que ces formules n'étaient plus en mesure d'estimer la capacité de transport. On observe en effet que la capacité de transport à une pente donnée et pour un débit liquide fixé, est fortement réduite si l'écoulement n'est plus canalisé entre deux berges rigides, mais a la possibilité de divaguer et de méandrer (Fig. 7).

D'une façon complémentaire, l'utilisation de ces formules empiriques de transport solide pour des écoulements naturels suffisamment quantifiés, par exemple sur des sites expérimentaux instrumentés à cet effet, peut permettre de préciser l'échelle pertinente de leur application, ainsi que les précisions maximales associées à ces situations.

6.6.2. Tri granulométrique

Les phénomènes de tri granulométrique ne sont pas spécifiques aux cours d'eau torrentiels. Ils se manifestent également en rivière, les particules les plus grossières qui ne sont plus transportables compte tenu de la réduction de la pente étant abandonnées dans les tronçons amont, pendant que les plus fines continuent leur

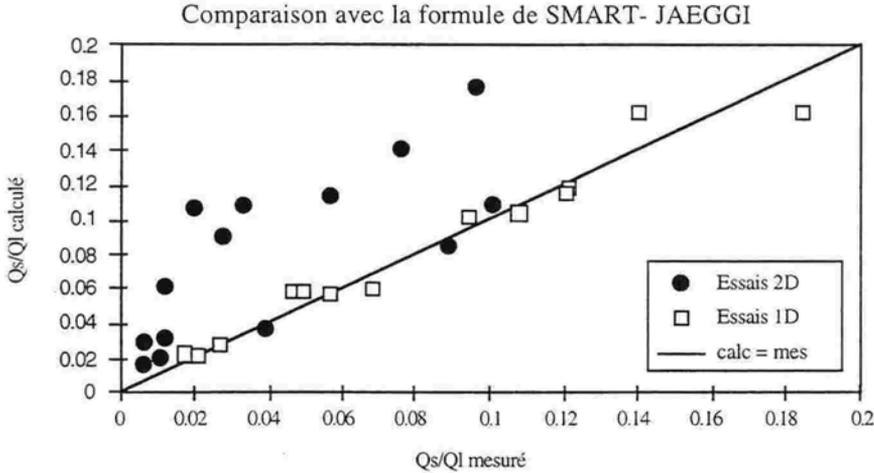


Fig. 7 - Concentration solide : comparaison des résultats expérimentaux avec le calcul par la formule de Smart et Jaeggi [4]. Les valeurs calculées sont très proches des valeurs calculées pour les essais canalisés (1D). En revanche, la formule surestime les valeurs de débit solide pour les essais non contraints latéralement (2D).

progression vers l'aval. C'est d'ailleurs une des raisons pour lesquelles dans les cours d'eau fluviaux, loin des sources de sédiments, la granulométrie des lits est en général plus resserrée que celle des lits des cours d'eau torrentiels, proches des zones de fourniture de sédiments.

Un résultat important du tri granulométrique est la formation d'un pavage à la surface des lits torrentiels, constitué par un arrangement des particules les plus grossières, qui peut se former sous des conditions d'écoulement pas trop extrêmes. La présence d'un pavage plus ou moins développé à la surface d'un lit lui confère bien entendu une résistance accrue à l'érosion. Les formules de transport solide actuelles ne savent pas bien rendre compte de la réduction du transport solide qui en résulte (Fig. 8).

6.6.3. Microstructure du charriage torrentiel

Compte tenu de l'intensité du transport solide par charriage dans les cours d'eau torrentiels, les interactions entre les particules et le fluide porteur, entre les particules entre elles, entre les particules participant au transport et les particules du

lit, sont multiples et complexes. Des progrès décisifs dans la connaissance et la description du phénomène charriage torrentiel ne peuvent probablement plus être attendus à partir du niveau d'approche adopté jusqu'à maintenant, qui consiste à considérer le comportement global du mélange eau + sédiments au travers de relations entre des paramètres également globaux (débit liquide, débit solide, dimensions caractéristiques du mélange sédimentaire, etc...). Il paraît incontournable de rentrer dans l'étude fine, au niveau de la microstructure, des interactions en jeu, si l'on souhaite avoir une chance de comprendre la physique de ces mécanismes complexes. Un travail fondamental mériterait d'être engagé sur ce sujet.

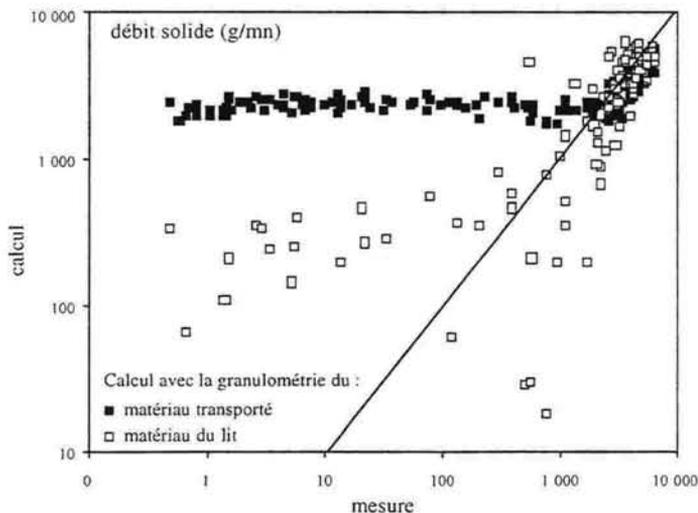


Fig. 8 - Comparaison des mesures de débit solide avec les résultats de la formule de Lefort [8] au cours de la formation du pavage. Pour les forts transports solides, on a une assez bonne correspondance entre calcul et mesure. En revanche dès que le pavage commence, le débit solide mesuré diminue fortement, diminution dont le calcul ne rend pas compte, que l'on utilise les caractéristiques granulométriques du matériau du lit ou du matériau transporté dans les calculs. D'après Koulinski [10].

6.6.4. Modèle numérique d'évolution d'un lit torrentiel

L'aboutissement logique de ces différents travaux serait bien sûr de disposer à terme d'un modèle qui en intègre les résultats, et qui permette de simuler les situations complexes rencontrées dans les cours d'eau torrentiels. Cela nécessite une résolution couplée des équations de l'hydraulique et d'équations relatives au transport solide. Cela nécessite de tenir compte également des situations "bidimensionnelle" d'écoulement divaguants à morphologie en plan rapidement fluctuante. Un travail en ce sens peut déjà être conduit en l'état actuel des connaissances pour ce qui concerne la formulation des débits solides; le modèle produit participera à l'étude du champ d'application des formules disponibles, notamment pour des configurations complexes. Il devra bien sûr être ouvert aux

résultats qui seront acquis sur les différents points évoqués ci-dessus et les intégrer au fur et à mesure.

6.7. Conclusion

Le mode de transport solide par charriage que l'on peut observer dans les cours d'eau torrentiels présente un certain nombre d'analogies avec le charriage classique des rivières de plaine. Ceci étant, essentiellement à cause de la pente, ou de façon plus générale du caractère montagneux des bassins versants où on le rencontre, il se distingue de son homologue fluvial par de nombreux aspects. Il mobilise en particulier des quantités bien plus importantes de sédiments proportionnellement à l'écoulement d'eau qui le génère. Cela complique considérablement les relations qui peuvent exister entre l'écoulement d'eau et le transport de sédiment correspondant, qui sont intimement liés dans le cas du charriage torrentiel. L'étude de ce mode de transport solide torrentiel ne peut donc pas simplement se faire par adaptation des outils d'étude du charriage en rivière, et il paraît de plus en plus inévitable de revenir à un niveau d'étude très fondamental, au niveau de la microstructure de ce mélange biphasique, pour espérer progresser significativement.

6.8. Références

1. **Bernard**, 1925. *Cours de restauration des montagnes*. Ecole Nationale des Eaux et Forêts de Nancy.
2. **Meunier, M.**, 1991. *Eléments d'hydraulique torrentielle*. Cemagref, Série Etudes Montagne n°1.
3. **Graf, W. H., et Altinakar, M.S.**, 1996. *Hydraulique fluviale - écoulement non permanent et phénomènes de transport*. Traité de génie civil de l'Ecole polytechnique de Lausanne, volume 16 Tome 2.
4. **Smart, G.M., et Jaeggi, M.**, 1983. *Sediment transport on steep slopes*. Zürich, Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH n°64.
5. **Meyer-Peter, E., et Muller, R.**, 1948. *Formulas for bed-load transport*, Intern. Assoc. Hydr. Res., 2nd meeting, Stockholm.
6. **Shields, A.**, 1936. *Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und Turbulenzforschung auf die Geschlebewegung*. Miteil., PVWES, Berlin, n°26.
7. **Rickenmann, D.**, 1990. *Bedload transport capacity of slurry flows at steep slopes*. Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie des Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, Mitteilungen 103.
8. **Lefort, P.**, 1991. *Transport solide dans le lit des cours d'eau - Dynamique fluviale*. SOGREAH - ENSHMG - INPG Grenoble.
9. **Richard, D.**, 1995. *Slope instability ; erosion and solid transport in steep mountain catchments : Laboratory and field experimentations*. Eroslope project. Final report.
10. **Kouliniski, V.**, 1993. *Etude de la dynamique d'un lit torrentiel par confrontation d'essais sur modèle réduit et d'observations de terrain*. Thèse UJF-Cemagref-Sogreah.

Rhéologie et structure des suspensions concentrées, aspects généraux

Daniel Quemada

Les systèmes dispersés concentrés comme les suspensions, les émulsions et microémulsions, les colloïdes, les biofluides... et dans une certaine mesure, les polymères fondus et en solution concentrée, possèdent généralement des propriétés mécaniques et physiques complexes, en particulier des coefficients de transport qui montrent des comportements critiques lorsque la concentration croît. Une des caractéristiques les plus remarquables est l'existence d'un très grand nombre de similitudes entre les propriétés (spécialement les propriétés rhéologiques) de ces matériaux apparemment si différents, similitudes qui sont d'autant plus claires que des variables sans dimension sont introduites, ce qui fait disparaître la plupart des différences dues à des effets d'échelle aussi bien spatiale que temporelle. Les comportements non linéaires de ces propriétés sont fortement dépendantes des caractéristiques du matériau (fractions volumique de la phase dispersée, propriétés physico-chimiques des composants, notamment de la phase continue, propriétés des interfaces...) et/ou des conditions externes (température, régime et histoire de l'écoulement, ...).

L'importance des approches phénoménologiques pour une description quantitative des dispersions fortement concentrées résulte d'une part, des difficultés des théories exactes qui restent limitées aux faibles fractions volumiques, et d'autre part du besoin de modèles rhéologiques, assez simples pour l'utilisation pratique, mais néanmoins assez sophistiqués pour permettre des interprétations physiques correctes et des prédictions valables (voir des exemples aux chapitres 4 et 6). Cela exclut donc à la fois les formules purement empiriques et les approches du type « mécanique des milieux continus », lesquelles comportent un trop grand nombre de paramètres inconnus.

De tels comportements étant considérés comme résultant des modifications de la structure interne du matériau, toute modélisation phénoménologique du système exige l'introduction de variables pertinentes permettant de relier sa (plus ou moins bien connue) structure moléculaire ou particulière (souvent appelée microstructure) aux propriétés rhéologiques observées. En fait, et nous y reviendrons, des structures à plus grande échelle, mésoscopique voire macroscopique (i.e. de la taille de l'échantillon) sont presque toujours présentes dès que la dispersion est suffisamment concentrée : on parle de la *structure interne multi-échelle* du système, formée d'un ensemble d'Unités Structurelles dont les tailles s'étendent sur toutes les échelles.

7.1. Concepts rhéologiques de base

La détermination expérimentale d'une loi de comportement est en fait une véritable gageure puisqu'elle tente de relier la grandeur appliquée à une quantité qu'on ne peut déduire de la grandeur mesurée que si cette loi est connue à l'avance! C'est pourquoi les mesures sont basées sur des écoulements dans des géométries simples (écoulements viscosimétriques, avec des profils de vitesse supposés connus). Le tableau 1 illustre les cas les plus classiques, correspondant aux méthodes les plus utilisées en rhéométrie Couette (à vitesse ou à contrainte imposées) et capillaire. Le but est de déterminer *la loi de comportement* ou "*loi rhéologique*"

$$(1) \quad \sigma_{ij} = f_{ij}(e_{kl})$$

reliant les composantes du tenseur des contraintes σ_{ij} à celles du tenseur des vitesses de déformation e_{kl} (liées aux gradients de vitesse, donc mesurées en inverse de seconde, s^{-1})

$$(2) \quad e_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_l} + \frac{\partial v_l}{\partial x_k} \right)$$

Pour les fluides newtoniens (viscosité $\eta = \text{constante}$) cette relation se réduit à $\sigma_{ij} = 2\eta e_{ij}$ (force tangentielle par unité de surface, donc mesurée en Pascal, Pa). Le tableau 1 ci-dessous résume les relations définissant les *fonctions matérielles* sous conditions stationnaires, pour

- un écoulement cisailé (vitesse dirigée suivant x_1 et variant dans la direction x_2 , $v_1 = v_1(x_2)$ avec $\partial v_1 / \partial x_2 = \dot{\gamma}$ = vitesse de cisaillement, appelée aussi gradient de vitesse)
- un écoulement élongationnel (composante v_1 variant dans la direction x_1 , $v_1 = v_1(x_1)$ avec $\partial v_1 / \partial x_1 = \kappa$ = gradient de vitesse élongationnelle), les variations de la vitesse dans les deux autres directions résultant de la condition d'incompressibilité $\partial v_1 / \partial x_1 + \partial v_2 / \partial x_2 + \partial v_3 / \partial x_3 = 0$ (et avec $\partial v_2 / \partial x_2 = \partial v_3 / \partial x_3$ par raison de symétrie).

La figure 1 montre l'allure générale des courbes $\sigma(\dot{\gamma})$ en régime stationnaire. Sous conditions instationnaires, on utilise soit le régime dynamique (par application de petites oscillations à différentes fréquences) en général limité au domaine de la viscoélasticité linéaire, soit la relaxation de contrainte, le fluage ou les cycles d'hystérésis. Les caractéristiques de ces écoulements et les définitions des grandeurs rhéologiques associées sont rappelées dans le tableau 2

Dans ce chapitre, nous nous limiterons à la modélisation de la viscosité de cisaillement en régime d'écoulement stationnaire.

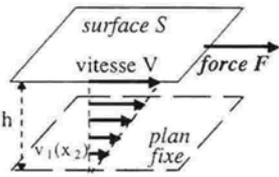
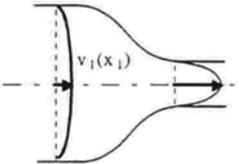
ÉCOULEMENTS SIMPLÉS	FONCTIONS MATÉRIELLES	
cisaillement simple : $v_1 = \dot{\gamma} x_2 \quad v_2 = v_3 = 0$ $\sigma_{12} = \eta(\dot{\gamma}) \frac{\partial v_1}{\partial x_2} = \eta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma}$ $\sigma_{ij \neq 12} = 0$	viscosité de cisaillement : $\eta = \frac{\sigma_{12}}{\dot{\gamma}} = \eta(\dot{\gamma})$ différences des contraintes normales $\Psi_1 = (\sigma_{11} - \sigma_{22}) = \dot{\gamma}^2 N_1(\dot{\gamma})$ $\Psi_2 = (\sigma_{22} - \sigma_{33}) = \dot{\gamma}^2 N_2(\dot{\gamma})$	
écoulement élongationnel : $v_1 = \kappa x_1 \quad v_{j=2,3} = -\frac{1}{2} \kappa x_j$ $\sigma_{11} - \sigma_{22} = \eta_E(\kappa) \frac{\partial v_1}{\partial x_1} = \eta(\kappa) \cdot \kappa$ $\sigma_{ij, i \neq j} = 0$	viscosité élongationnelle: $\eta_E(\kappa) = \frac{\sigma_{11} - \frac{1}{2}(\sigma_{22} + \sigma_{33})}{\kappa}$ aucune relation entre $\eta_E(\kappa)$ et $\eta(\dot{\gamma})$ excepté la loi de Trouton : $\eta_E(0) = 3\eta(0)$	

Tableau 1 - Ecoulements stationnaires

VISCO-ELASTICITÉ LINÉAIRE

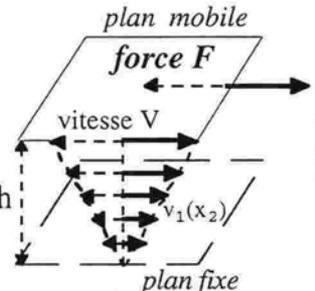
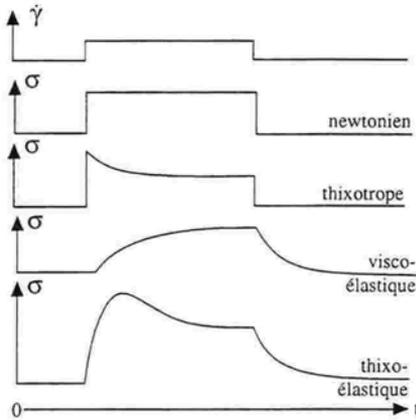
oscillations de faible amplitude $\tilde{v}_1 = \gamma_0 \omega e^{i\omega t} x_2$ $\tilde{v}_2 = \tilde{v}_3 = 0$ $\tilde{\sigma}_{ij} = 0$ sauf $\tilde{\sigma}_{12} = \eta^* \gamma_0 \omega e^{i\omega t}$ + oscillations autour de $\dot{\gamma} = \text{Cte}$		Module élastique complexe (module de cisaillement) $G^* = G' + iG'' = \frac{\eta^*}{i\omega}$ $\eta^* = \eta' - i\eta''$ viscosité dynamique
--	---	---

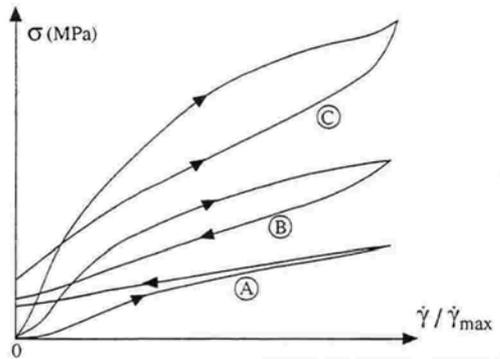
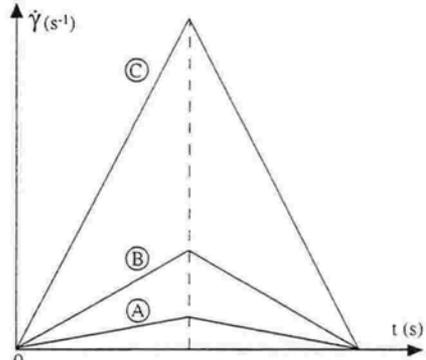
Tableau 2 - Différents types d'écoulements instationnaires

VISCO-ELASTICITE NON-LINEAIRE : THIXOTROPIE ET "THIXO-ELASTICITE"

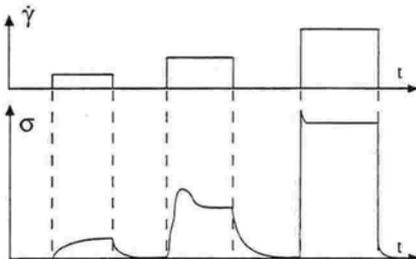
RELAXATION de CONTRAINTE
échelons rectangulaires $\dot{\gamma}(t) \rightarrow \sigma(t)$



BOUCLES d'HYSTERESIS
échelons triangulaires $\dot{\gamma}(t) \rightarrow \sigma(t)$

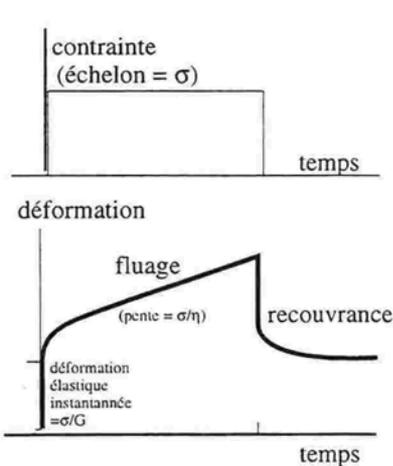


effet de l'amplitude de l'excitation



FLUAGE et RECOUVRANCE

échelons rectangulaires $\sigma \rightarrow$ déformation $\dot{\gamma}(t)$



effet de l'amplitude de σ

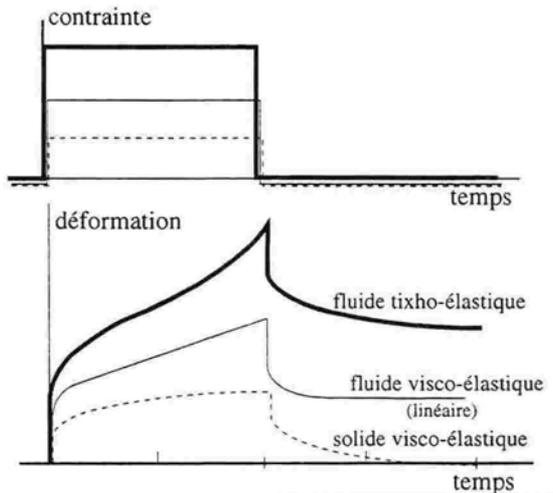


Tableau 2 - Différents types d'écoulements instationnaires (suite)

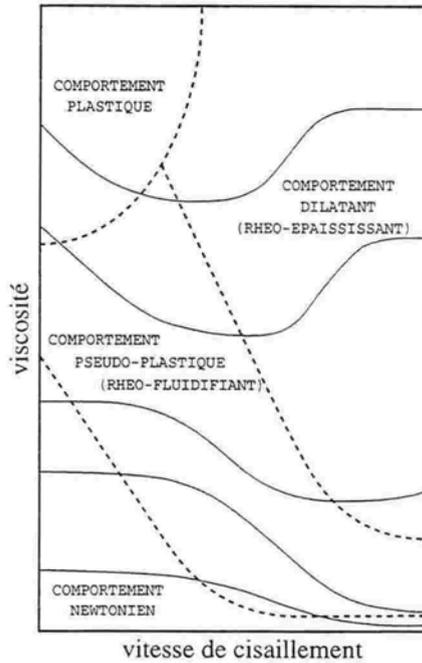


Fig.1 - Les quatre types de comportement rhéologique des dispersions concentrées (courbes $\log(\text{viscosité})$ en fonction de $\log(\text{gradient de vitesse})$) : lorsque la fraction volumique augmente, on passe successivement du comportement newtonien au comportements d'abord pseudo-plastique puis dilatant, avec un comportement plastique à faible cisaillement, qui devient de plus en plus important.

7.2. Modèles classiques pour la viscosité non-newtonienne

7.2.1. Les modèles théoriques

A l'exception de la modélisation de la visco-élasticité des polymères, basée sur leurs caractéristiques structurales au niveau moléculaire, notamment leurs temps de relaxation, les approches théoriques sont très souvent d'application limitée. Par exemple, les modèles s'appuyant sur théorie hydrodynamique sont limités aux très faibles cisaillements. Ceux déduits de la mécanique des milieux continus permettent la détermination de toutes les fonctions matérielles, mais, cela a déjà été dit, laissent en général un très grand nombre de paramètres difficiles à identifier. La théorie des processus de relaxation [1] conduit, dans le cas des dispersions, au Modèle de Ree-Eyring qui, pour les systèmes à 2 composants, se réduit au modèle de Eyring-Powell

$$(3) \quad \eta = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty}) \frac{\text{Arg sh}(b\dot{\gamma})}{b\dot{\gamma}}$$

7.2.2. Les relations empiriques

Elles fournissent des modèles simples pour les différents comportements observés, mais dont les expressions dépendent de paramètres très souvent difficiles à interpréter physiquement. Le tableau 3 rappelle les principaux modèles les plus couramment utilisés pour les trois types de comportement stationnaire.

<p>COMPORTEMENT PSEUDO-PLASTIQUE (rhéofluidifiant) <i>Loi de puissance</i> (Modèle d' OSTWALD-DE WAELE) (4) $\eta = K\dot{\gamma}^{n-1}$ $K = \text{consistance}$, $n = \text{indice de comportement}$ <i>Lois à 3 ou 4 paramètres</i> [Modèles de CROSS ($s=1$, $m=2/3$ ou $4/5$), d' ELLIS ($s=1$) et de CARREAU ($m=2$)] (5) $\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{(1 + \Gamma^m)^s}$ $\Gamma = t_c \dot{\gamma}$ ou $\Gamma = \frac{\sigma}{\sigma_c}$ (avec $\eta_{\infty} = 0$ pour les polymères)</p>	
<p>COMPORTEMENT PLASTIQUE (à seuil de contrainte) Modèle de HERSHEY-BULKLEY (6) $\sigma = \sigma_y + K\dot{\gamma}^n$ avec $\sigma_y = \text{seuil de contrainte}$ (cas particulier : Modèle de BINGHAM : $n = 1$, avec $K = \eta_B$, viscosité de Bingham)</p>	
<p>COMPORTEMENT DILATANT (rhéoépaississant) Modèle de CHAFFEY (7) $\eta = \eta_{\infty} \left[1 + \frac{ch(c\Gamma^m)}{\Gamma^m} \right]$ avec $\Gamma^m = b \dot{\gamma}^{0.5}$ et $c = c' \phi^{-2.5}$</p>	

Tableau 3 - Principaux modèles empiriques

7.2.3. Les modèles "structurels"

Ces modèles basés sur l'existence de structures internes (lesquelles sont observées dans de nombreux systèmes, mais supposées dans d'autres) permettent l'interprétation très simple de l'origine de la plupart des effets non-newtoniens. Par exemple, la rhéofluidification est vue comme résultant de la rupture progressive des amas de particules sous l'action de l'écoulement, rupture qui entraîne la fluidification par libération du fluide suspendant immobilisé (Fig. 2).

Afin d'être assez simples pour leur utilisation, mais néanmoins assez complexes pour retenir les caractéristiques les plus importantes du système étudié, les modèles structurels utilisent des *variables pertinentes*, ce qui rend possible l'interprétation physique des paramètres introduits lors de l'élaboration du modèle. D'une manière générale, tous les modèles structurels contiennent au moins quatre ingrédients essentiels :

- (1) - la définition (le choix) des variables structurelles, caractérisant la structure,
- (2) - les types de cinétique pour la formation et la rupture de la structure, induites par l'écoulement, en présence des autres forces s'exerçant sur les particules,

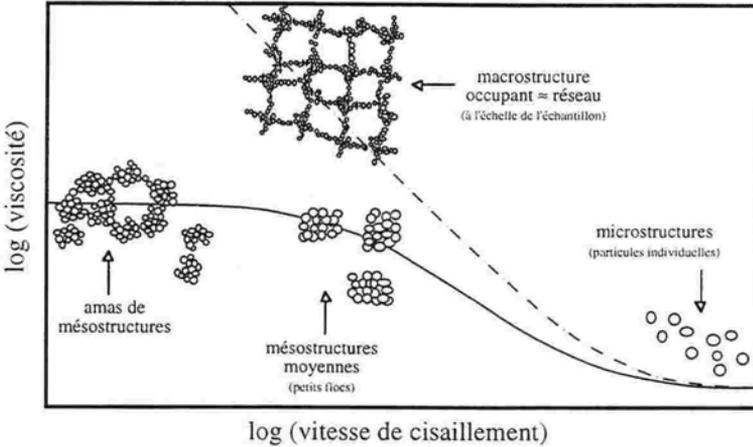


Fig. 2 - Interprétation structurelle de la rhéofluidification.

- (3) - les dépendances explicites des constantes cinétiques figurant dans les équations cinétiques qui gouvernent l'évolution de la structure,
 (4) - la relation entre la viscosité et ces variables structurelles.

La classe de modèles les plus simples introduit : (i) une seule variable, scalaire, S , régie par une équation cinétique de la forme $S = g(S, \Gamma, t)$, où $\Gamma = \sigma/\sigma_c$ (ou $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_c$) est une variable adimensionnée caractérisant l'écoulement et (ii) une relation viscosité-structure, $\eta(S, \Gamma)$. C'est le formalisme introduit pour décrire les systèmes thixotropes [2]. Sous écoulement stationnaire, caractérisé par $\Gamma = \Gamma_{st}$, la solution de l'équation cinétique $g(S_{cq}, \Gamma_{st}, t) = 0$ conduit à une structure d'équilibre $S_{cq} = S_{cq}(\Gamma_{st})$ différente de la structure au repos, d'où une viscosité non-newtonienne $\eta_{cq} = f(S_{cq}, \Gamma_{st}) = F(\Gamma_{st})$.

A titre d'exemple, citons le modèle de Krieger-Dougherty [3] pour le comportement rhéofluidifiant (appelé encore pseudo-plastique) montré par des suspensions de petites particules sphériques (de rayon a) formant des doublets. En utilisant

- (i) une variable structurelle S proportionnelle au nombre de doublets, lesquels obéissent à une cinétique de formation de type chimique,
 (ii) une contrainte réduite $\Gamma = \sigma/\sigma_c \approx a^3 \sigma / KT$, où K est la constante de Boltzmann et T la température absolue,
 (iii) une relation viscosité-structure linéaire en S ; la viscosité s'écrit

$$(8) \quad \eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + \Gamma}$$

Ce modèle a été appliqué avec succès à des suspensions de particules de latex en milieu non-aqueux, pour différentes tailles de particules (Fig. 3, résultats de Papir et Krieger [4]). Néanmoins, son application à des suspensions concentrées peut sembler contradictoire avec les hypothèses de départ (milieu très dilué en doublets, absence de multiplets).

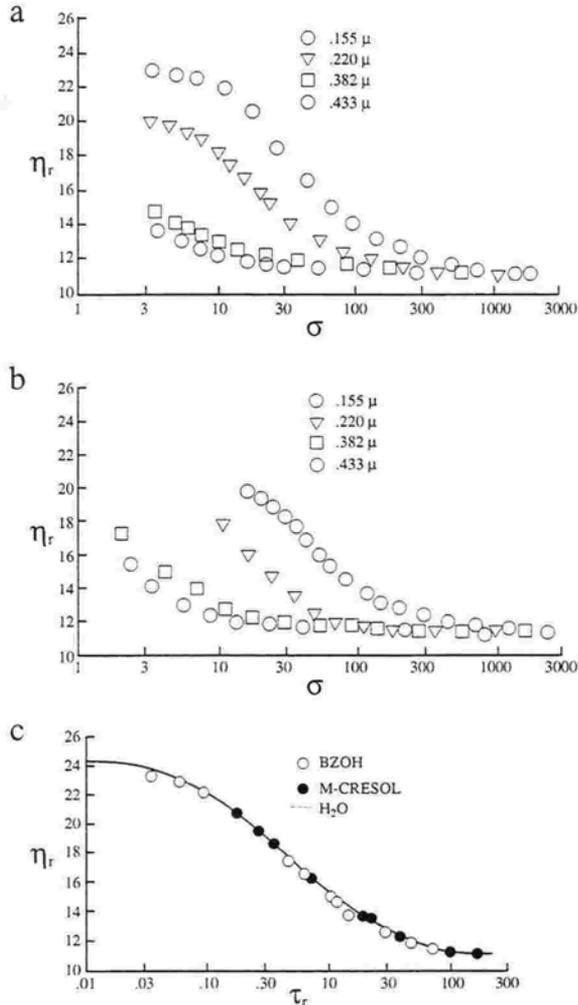


Fig. 3 - Mesures de la viscosité en fonction de la contrainte (données de Papir et Krieger [4]), pour des particules monodispersées de latex (fraction volumique = 0,50; diamètres = 0,155, 0,220, 0,382, 0,433 μ m) suspendues dans deux fluides suspendants : a) alcool benzylique (viscosité = 4,89 mPa.s); b) m-cresol (viscosité = 17,38 mPa.s). c) Conformément à (10), ces points se placent sur la courbe maîtresse $\eta_r = f(\tau_r)$ correspondant à (8) écrite en variables adimensionnelles ($\eta_r = \eta / \eta_e$ et $\tau_r = \sigma / \sigma_c$) pour les mêmes particules suspendues dans de l'eau. D'après Papir et Krieger, [4].

Il est important de noter que, comme dans l'exemple ci-dessus, la majorité des modèles rhéofluidifiants supposent **arbitrairement** que la relation $\eta(S)$ est *linéaire*. En caractérisant la structure par une variable réduite, telle que $1 > S > 0$ pour $0 < \Gamma < \infty$, cela conduit directement à une expression générale de la viscosité non-newtonienne du type (8) $\eta = \eta_\infty + (\eta_0 - \eta_\infty) S(\Gamma)$.

Pour le comportement plastique, Casson [5] a développé un modèle de suspension de bâtonnets s'alignant pour former des chaînes dont la rupture est induite par

l'écoulement. La contrainte s'écrit, en appelant σ_y le seuil de contrainte et η_c la viscosité de Casson,

$$(9) \quad \sigma^{\frac{1}{2}} = \sigma_y^{\frac{1}{2}} + (\eta_c \dot{\gamma})^{\frac{1}{2}}.$$

7.3. L'analyse dimensionnelle

La recherche des variables pertinentes est très largement facilitée par l'analyse dimensionnelle [6] dans le cas (le plus simple) d'une suspension de sphères rigides, monodispersées, suspendues dans un fluide newtonien et sans interactions autres qu'hydrodynamiques. Un excellent modèle expérimental de telles suspensions a été obtenu [7] en suspendant dans un liquide non-polaire des petites billes de silice à la surface desquelles avaient été greffées des chaînes polymériques très courtes qui, lorsqu'elles appartiennent à deux billes différentes, refusent de s'interpénétrer (le liquide est un bon solvant du polymère) et par conséquent provoquent une répulsion très abrupte des billes : l'interaction est donc très proche du type "boule de billard", c'est-à-dire du modèle dit de "Sphères Dures" (SD).

En plus de la viscosité η de la suspension, 8 variables caractérisent un tel système : elles concernent (i) les particules (rayon a , densité numérique N , masse spécifique du matériau les constituant ρ_p), (ii) le fluide suspendant (masse spécifique ρ_F , viscosité η_F) (iii) les grandeurs fixées par l'observateur (vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$, température T , durée t_{ex} de l'expérience). On peut donc former $(9-3) = 6$ groupes sans dimension. Si $\rho_p/\rho_F = 1$ (les particules ne sédimentent pas ou ne crèment pas) et $Re_p = (\rho_F \dot{\gamma} a^2/\eta_F) \ll 1$ (les effets d'inertie à l'échelle des particules sont négligeables), il est possible d'obtenir une relation unique entre les 4 groupes restant, donc d'exprimer la *viscosité relative* η_r sous la forme générale

$$(10) \quad \eta_r = \frac{\eta}{\eta_F} = \eta_r(\phi, Pe, De)$$

où $\phi = (4\pi/3)Na^3$ = la fraction volumique des particules, $Pe = t_{Br} \dot{\gamma}$ = le nombre de Péclet, $De = t_{Br}/t_{Ex}$ = le nombre de Déborah, ces deux derniers nombres dépendant du temps de diffusion brownienne

$$(11) \quad t_{Br} = \frac{a^2}{D_T} = \frac{6\pi\eta_F a^3}{KT}$$

Les écarts au modèle de Sphères Dures.

Ils ont plusieurs sources, la première résidant dans le potentiel d'interaction. Pour un potentiel répulsif plus ou moins "mou", le potentiel électrostatique par exemple (souvent superposé à un potentiel attractif qui en réduit la portée), on peut définir un rayon effectif a_{eff} qui fixe un rayon de SD équivalente : c'est l'**approximation SD** qui permet l'application de la relation (10) en utilisant une fraction volumique effective

$$(12) \quad \phi_{\text{eff}} = \frac{4\pi}{3} Na_{\text{eff}}^3 = (a_{\text{eff}} / a)^3 \phi.$$

Pour un potentiel purement attractif, les particules-mères forment des floccs, des agrégats, ... et il est apparu de plus en plus évident que ces dernières structures peuvent former des groupes, des assemblages à toutes les échelles, comme le montrent les suspensions d'argile, par exemple. Nous reviendrons sur ces aspects dans la suite.

D'autres causes proviennent (i) des écarts à la sphéricité, (ii) de la polydispersité, surtout en taille mais aussi en forme, (iii) du caractère non-newtonien du fluide suspensé, (iv) de séparations de phases dues à des densités différentes (sédimentation ou crémage).

Il est manifeste que l'intérêt principal de l'analyse dimensionnelle est d'être un outil qui peut donner directement les nouvelles variables nécessaires à la modélisation, par exemple le rapport longueur/diamètre dans le cas d'une suspension de fibres cylindriques. Un avantage supplémentaire important est que l'analyse dimensionnelle permet aussi de prendre en compte un grand nombre des variations des propriétés rhéologiques avec la température T par l'intermédiaire de certaines des grandeurs adimensionnées avec T . Par exemple, pour beaucoup de suspensions, la principale variation en T provient de celle la viscosité du fluide suspensé, $\eta_F(T)$.

7.4. Propriétés générales des écoulements stationnaires

Dans la limite des durées d'observation très longues, on a $De \rightarrow 0$, ce qui conduit à une viscosité relative de la forme $\eta_r = \eta/\eta_F = \eta_r(\phi, Pe)$.

7.4.1. Courbes maîtresses à $\phi = \text{Cte}$

Lorsqu'on fixe la fraction volumique (ce qui est la situation expérimentale la plus courante) on obtient une viscosité relative ne dépendant plus que d'une seule variable, ce qui conduit à une courbe unique $\eta_r = \eta_r(Pe)$, identique pour toutes les dispersions de sphères rigides à fraction volumique constante. La figure 4 montre l'allure de ces variations dans le cas d'un fluide rhéofluidifiant: en coordonnées logarithmiques, on remarque deux régions à viscosité à peu près constante, qui sont les deux viscosités limites η_∞ et η_0 introduites en (8). Ces "plateaux newtoniens" encadrent une région "non-newtonienne" où la viscosité décroît. Lorsqu'au lieu de Pe , on utilise la vitesse de cisaillement, cette courbe unique se sépare en plusieurs courbes en raison de la dépendance de Pe avec le rayon a des billes. Il est commode d'introduire une valeur critique pour la vitesse de cisaillement, $\dot{\gamma}_c = KT/6\pi\eta_F a^3$, pour laquelle $Pe = 1$ et qui correspond grossièrement à la région de l'inflexion de la courbe : $\dot{\gamma}_c$ étant inversement proportionnel à a^3 , cette région se déplace vers la gauche lorsque la taille des particules augmente. En toute rigueur, l'expression $Pe = (6\pi\eta_F a^3/KT) \dot{\gamma} = \dot{\gamma}/\dot{\gamma}_c$ avec η_F n'est valable qu'en milieu dilué. Dans un milieu concentré, pour prendre en

compte les interactions d'une particule avec ses voisines, au moins de manière semi-quantitative, on remplace dans (11) η_F par la viscosité de la suspension, ce qui conduit à définir un nouveau Pe par la relation

$$(13) \quad Pe \equiv \frac{6\pi\eta a^3}{KT} \dot{\gamma} = \frac{6\pi a^3}{KT} \sigma = \frac{\sigma}{\sigma_c} = Pe(\sigma) \text{ (systèmes concentrés)}$$

où $\sigma_c = KT/6\pi a^3$ est une contrainte critique qui, comme $\dot{\gamma}_c$, permet d'analyser l'effet de la taille des particules, en accord avec ce que montre l'expérience (cf. Fig. 3). Le diagramme des variations de η_r en fonction de $Pe(\sigma)$ donnera aussi une courbe maîtresse du même type que la figure 4 (cf. Fig. 3c).

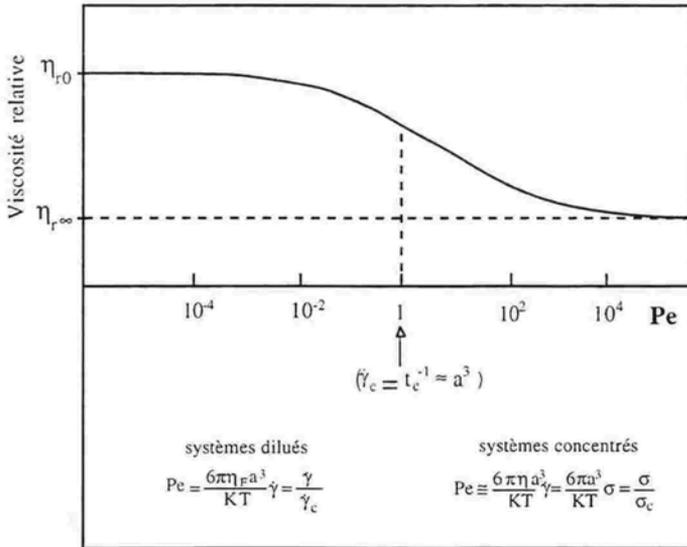


Fig. 4 - Courbe maîtresse $\eta_r = f(Pe)$

7.4.2. Viscosités limites à faible et fort cisaillements

Les deux plateaux newtoniens de chacune des courbes maîtresses correspondent à des viscosités η_0 et η_∞ , toutes deux fonctions de la seule variable ϕ . Notons que les matériaux rhéofluidifiants et rhéoépaississants (cf. tableau 3) correspondent respectivement à $\eta_0 > \eta_\infty$ et $\eta_0 < \eta_\infty$.

7.4.2.1. Suspensions de sphères dures

Il existe un grand nombre de relations $\eta_r = \eta_r(\phi)$ correspondant aux variations de la viscosité stationnaire à $\dot{\gamma} = \text{const.}$ d'après (10). Mais en fait, la théorie exacte ne peut être développée que pour la limite η_0 . En milieu très dilué ($\phi < 0.01$) c'est-à-dire au premier ordre en ϕ , la relation d'Einstein s'écrit

$$(14) \quad \eta_r = 1 + k_1 \phi$$

avec un coefficient k_1 (appelé facteur de forme), $k_1 = 2,5$ pour les sphères, mais $k_1 > 2,5$ pour des ellipsoïdes allongés ou aplatis et au contraire $k_1 < 2,5$ pour des gouttelettes liquides. Notons que $k_1 \phi$ dans (14), grandeur sans dimension, peut être changée en $[\eta]c$, où $[\eta]$ = viscosité intrinsèque et c = concentration massique.

A l'ordre 2 en ϕ , $\eta_r = 1 + 2,5\phi + k_2\phi^2$, la prise en compte des interactions de paires a permis (i) de confirmer le résultat de l'ordre 1 et (ii) de déterminer un coefficient $k_2 = 5,2$ pour la viscosité à très haute fréquence [8] et $k_2 = 6,2$ pour η_0 , en prenant en compte la contribution des effets browniens [9]. Pour les valeurs de ϕ plus élevées, mais au premier ordre en Pe (donc seulement pour η_0), le calcul des contributions browniennes est possible à tous les ordres en ϕ , mais celui des interactions hydrodynamiques reste limité à l'ordre en ϕ^2 [10].

Ces limitations de la théorie exacte pour traiter les milieux concentrés ont conduit de nombreux auteurs à utiliser (i) soit des équations purement empiriques, par exemple une loi exponentielle de la forme $\eta_r = \exp[F(\phi)]$, où $F(\phi)$ est un polynôme $F(\phi) = k_1\phi + k_2\phi^2 + k_3\phi^3 \dots$ dont les coefficients (excepté k_1) sont difficiles à interpréter physiquement, (ii) soit des équations phénoménologiques, comme celle de Mooney [11], $\eta_r = \exp(k_1\phi/(1-\lambda\phi))$, λ étant un "facteur d'encombrement" introduit dans le calcul lors de l'ajout de particules à une suspension donnée. L'approche de Mooney, revisitée et corrigée, a abouti à l'équation de Krieger [12]

$$(15) \quad \eta_r = (1 - \lambda\phi)^{-q} \quad \text{avec} \quad q = k_1/\lambda$$

cette valeur de l'exposant étant déduite de (14) développée au premier ordre en ϕ . En posant $\phi_m = \lambda^{-1}$, on obtient une nouvelle forme de (15) qui montre que $\eta_r \rightarrow \infty$ lorsque ϕ croît,

$$(16) \quad \eta_r = \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-q}$$

et donc qui rend bien compte de la divergence de la viscosité lorsqu'en augmentant ϕ on atteint l'empilement le plus compact (correspondant à la fraction d'empilement maximum $\phi = \phi_m$) donc la transition liquide \rightarrow solide : la forme de (16) rappelle bien celle des relations décrivant les transitions de phase, avec un exposant critique q .

Plusieurs approches, listées dans le tableau 4, ont conduit à des expressions du type (16), avec des couples (ϕ_m, q) fixés par la limite à $\phi \rightarrow 0$, donc tels que $q = k_1\phi_m$. Notons que pour des sphères monodispersées, l'empilement maximum correspond à l'arrangement cubique faces centrées, $\phi_{FCC} = 0,74$. Mais l'expérience donne plutôt des valeurs proches de l'arrangement dense aléatoire ("random close packing"), 0,63-0,64 (la valeur théorique exacte est $\phi_{RCP} = 0,637$).

Une expression du même type, mais avec une valeur fixée, $q = 2$, a été obtenue à partir d'un principe de minimisation de l'énergie dissipée par effets visqueux [16]. Bien évidemment la limite à $\phi \rightarrow 0$ ne doit plus être imposée (elle donnerait

$\phi_m = 0,80$, valeur inacceptable puisque $> 0,74$), ce qui peut être associé à des formes différentes de la loi $\eta(\phi)$ à très faible et à très forte concentration (de part et d'autre d'un seuil de percolation ?) ⁽¹⁾.

	ϕ_m	q
THEORIE des MILIEUX EFFECTIFS [13], [14]	0.40	1
EXTENSION de la THEORIE D'EINSTEIN [15]	0.60	1,5
THEORIE de MOONEY, équation de KRIEGER, [12]	ϕ_m	$2,5\phi_m$
PRINCIPE de MINIMUM d'énergie dissipée par viscosité [16]	ϕ_m	2

Tableau 4 - Paramètres de l'équation (16)

Plusieurs confirmations expérimentales de la relation (16) ont été obtenues dans les suspensions colloïdales. Les plus anciennes concernent des particules de latex [17] et ont été obtenues par ajustement du modèle de Ree-Eyring. Les mesures [4] déjà citées plus haut (Fig. 3) ont conduit pour les deux viscosités limites η_0 et η_∞ aux valeurs des couples $(\phi_m; q)$: respectivement (0,57; 1,52) et (0,68; 1,82). Plus récemment, la mise au point de modèles expérimentaux de systèmes de sphères dures (du type cité au début du § 7.3) a permis des vérifications très précises de cette relation (16) comme le montre la figure 5 [7; 18; 19]. Soulignons que ces suspensions modèles ont un comportement non-newtonien et que les données à $\phi = \text{const.}$ ont été analysées à l'aide de (8) pour déterminer les deux viscosités η_∞ et η_0 . Pour η_0 , l'ajustement de (16) est de qualité équivalente soit avec q fixé, q = 2, donnant $\phi_m = 0,63$, soit avec q variable, donnant $\phi_m = 0,63$ et q = 1,96, cette dernière valeur rendant l'équation de Krieger critiquable puisqu'elle conduirait à une valeur $k_1 = q/\phi_m = 3,1$, nettement différentes de 2.5, donc inacceptable pour des particules sphériques. Pour η_∞ , l'ajustement de (16) donne encore q très proche de 2, mais ϕ_m voisin de 0,71. Ces valeurs ont été retrouvées sur un assez grand nombre d'autres suspensions de billes de silice monodispersées de différents rayons [19].

7.4.2.2. Suspensions de sphères interactives

Pour prendre en compte les interactions entre particules, l'analyse dimensionnelle exige d'introduire un rayon de sphère dure, a_{eff} , donc une fraction volumique effective, ϕ_{eff} , ainsi que de nouveaux groupes sans dimension, $\alpha_i = W_i/KT$, relatif aux énergies d'interaction W_i normalisées à l'énergie thermique KT . On aura donc

$$(17) \quad \eta_r = \frac{\eta}{\eta_F} = \eta_r(\phi_{\text{eff}}, Pe, De, \alpha_i)$$

⁽¹⁾ De plus, il semble peu justifié de relier physiquement, d'une part les grandeurs q et ϕ_m qui fixent le comportement de la viscosité au voisinage du packing maximum (et donc dépend surtout des interactions de type lubrification entre particules) et d'autre part le coefficient d'Einstein k_1 qui mesure la perturbation hydrodynamique (à longue portée) due à la présence d'une particule isolée au sein du fluide suspendant.

pour les différentes énergies d'interaction (répulsion électrostatique, W_{es} ; attraction de Van der Waals, W_A ; répulsion stérique, W_{st}). En interprétant le nombre de Péclet ($\equiv t_{Br} \dot{\gamma}$) comme étant le rapport $Pe \equiv W_{hydro} / W_{therm}$, on peut aussi définir des nombres équivalents, Pe_i , qui permettent d'introduire tout naturellement des temps caractéristiques t_{ci} (ou des vitesses de cisaillement critique $\dot{\gamma}_{ci}$) associés aux différentes énergies d'interaction W_i

$$(18) \quad Pe_i \equiv \frac{W_{hydro}}{W_i} = t_{ci} \dot{\gamma} \quad (= \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_{ci}})$$

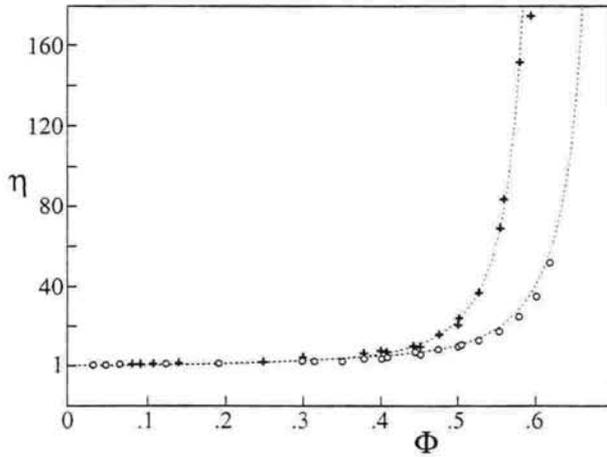


Fig. 5 - Viscosités limites η_0 et η_m en fonction de la fraction volumique ϕ déduites des mesures de la viscosité non-newtonienne d'une suspension de petites billes de silice stabilisées stériquement. D'après de Kruif et al, [7].

7.4.3. Extension du modèle de sphères dures

La nécessité de prendre en compte la formation de structures, constituées de groupes plus ou moins complexes de particules (amas, floculats, agglomérats, agrégats, amas d'amas,...) à toutes échelles a déjà été soulignée au début de ce chapitre. Bien que de tels effets soient absents d'un grand nombre d'approches, il faut signaler quelques travaux pionniers, comme ceux de Vand [20], de Brinkman [21] ou de Roscoe [22], ce dernier ayant établi la relation $\eta = \eta_F (1 - \phi_{eff})^{-2.5}$, où η_F = la viscosité du fluide suspendant et $\phi_{eff} = s \phi$, le facteur s ne dépendant que de la distribution en taille des particules, $s = (0,74)^{-1}$ ou $s = 1$ suivant qu'elles sont mono- ou poly-dispersées.

L'extension de la modélisation précédente aux fluides complexes résulte tout naturellement de la prise en compte de la formation d'Unités Structurelles (US), conduisant à décrire ces fluides comme des suspensions de telles US. Au repos, on aura vraisemblablement une distribution des tailles d'US assez large. Néanmoins,

dans un écoulement cisailé où les US ont un mouvement de rotation autour de leur centre de gravité (lui-même en translation à la vitesse du fluide), on peut s'attendre à ce que cette distribution soit resserrée autour d'une taille moyenne \bar{R} elle-même fonction des forces hydrodynamiques s'exerçant sur les US, donc de la contrainte de cisaillement, $\bar{R}(\sigma)$. De plus, ces mêmes forces et les collisions entre US en rotation favorisent la formation d'US de forme grossièrement sphérique. Un fluide complexe sous écoulement peut donc être considéré comme une dispersion approximativement monodispersée d'Unités Structurales approximativement sphériques. Ces US, plus ou moins compactes, contenant un certain volume de fluide suspendant, ont un rayon effectif qui dépend de leur compacité, rapport du volume de solide contenu dans l'US à son volume total. La *fraction volumique effective* totale est donc reliée à la fraction volumique vraie par la relation

$$(19) \quad \phi_{\text{eff}} = \phi / \varphi$$

où $\varphi < 1$ est la compacité moyenne des US. La dispersion, considérée comme une suspension d'US, a donc une viscosité de la forme (16)

$$(20) \quad \eta_r = \left(1 - \frac{\phi_{\text{eff}}}{\phi_m}\right)^{-q} \equiv \left(1 - \frac{\phi}{\phi_p}\right)^{-q}$$

Pour ϕ_m dans la première expression de (20), on peut prendre le packing maximum obtenu par sédimentation, à condition qu'aucune "restructuration" des US n'ait lieu pendant cette sédimentation, ce qui est rarement le cas. Néanmoins, l'hypothèse d'US de forme plus ou moins sphériques permet de prendre ϕ_m dans le domaine 0,62-0,64, proche de $\phi_{\text{RCp}} = 0,637$. La seconde expression de (20) donne la viscosité en fonction de ϕ , la fraction volumique vraie, en définissant un packing maximum effectif $\phi_p = \varphi \phi_m$, qui peut donc prendre des valeurs très inférieures à 0,74 ou à 0,637. Pour les fluides complexes où ϕ_{eff} est difficile à évaluer, l'intérêt de cette seconde expression est de ne plus contenir qu'un seul paramètre inconnu ϕ_p .

Dans les cas plus simples, la détermination de ϕ_{eff} met en jeu les caractéristiques géométriques en milieu dilué, ϕ_{eff} étant alors défini à partir du volume hydrodynamique (c'est le cas par exemple des fibres, des plaquettes, des macromolécules plus ou moins gonflées). En milieu concentré, ϕ_{eff} est donné par (12) avec un rayon effectif a_{eff} défini à partir des forces d'interaction. C'est le rayon de SD pour les répulsions soit stérique, $a_{\text{SD}} = a + \delta_{\text{ST}}$, soit électrostatique, $a_{\text{SD}} = a + \kappa^{-1}$, δ_{ST} et κ^{-1} étant respectivement proches de la longueur de la chaîne polymère et de la longueur d'écran de Debye (cf. chapitres 9 et 10). Pour les interactions attractives (forces de van der Waals, de déplétion, résultant du pontage macromoléculaire ou de la tension superficielle...) responsables de la formation des US, ϕ_{eff} est défini par (19) à partir de la compacité moyenne φ des US.

Plus généralement, on peut supposer que la suspension est constituée d'US identiques (fraction volumique ϕ_A et compacité moyenne φ_0) et de particules individuelles (fraction volumique $\phi_I = \phi - \phi_A$), en équilibre dynamique sous l'action d'un écoulement stationnaire, illustré sur la figure 6. La fraction volumique

effective des amas étant $\phi_{\text{Aeff}} = \phi_A/\phi_0$, la fraction volumique effective totale s'écrit donc

$$(21) \quad \phi_{\text{eff}} = \phi_1 + \phi_{\text{Aeff}} = (1+C.S) \phi$$

où $S = \phi_A/\phi$ est la fraction "agrégée" et C un facteur de compacité $C = \phi_0^{-1} - 1$

7.4.4. Cinétique de structure et comportement non-newtonien

Dans le cadre de ce modèle de suspension constituée d'US identiques et de particules individuelles, la fraction agrégée S est la variable structurelle la plus simple pour caractériser la structure : c'est elle qui obéit à une équation cinétique $\dot{S} \equiv dS/dt = g(S, \Gamma, t)$ décrivant les modifications de structure induites par l'écoulement, lui même caractérisé par $\Gamma = \sigma/\sigma_c$ ou $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_c$. En supposant, toujours pour des raisons de simplicité, que la cinétique est du type relaxation et que les particules sont soit toutes dispersées à $\Gamma \gg 1$, soit toutes sous forme d'US à $\Gamma \ll 1$, ce qui entraîne $0 \leq S \leq 1$, cette équation s'écrit

$$(22) \quad \frac{dS}{dt} = \frac{1-S}{t_A} - \frac{S}{t_D}$$

où $t_A(\Gamma)$ et $t_D(\Gamma)$, dépendant de l'écoulement, sont respectivement les temps de relaxation pour la formation et la rupture de la structure. Sous conditions instationnaires, caractérisées par $\Gamma(t)$, la solution générale de (22) s'écrira $S(t) \equiv S[t, \Gamma(t)]$, permettant de séparer la contribution de la cinétique de la structure de celle de "l'histoire" du matériau. Sous conditions stationnaires, à Γ fixé, on a un équilibre dynamique entre des US de rayon moyen $R(\Gamma)$ (cf. §7.4.3) et des particules individuelles comme l'illustre la figure 6. Cela correspond à une structure d'équilibre

$$(23) \quad S_{\text{eq}}(\Gamma) = (1 + \theta)^{-1}, \quad \theta = t_A/t_D = f(\Gamma)$$

fonction du cisaillement par l'intermédiaire du rapport des temps de relaxation. Dans les systèmes concentrés, la forme exacte de cette dépendance n'est pas connue a priori. Cependant, en généralisant le cas des systèmes dilués, pour lesquels $t_A = t_{br}$ et $t_D \sim \Gamma^{-1}$, donc $\theta = Pe \sim \Gamma$, on peut poser $\theta(\Gamma) = \Gamma^p$, compatible avec les limites de $S(\Gamma)$, $S(0) = 0$ et $S(\infty) = \infty$.

La dernière étape de la modélisation concerne la relation entre la viscosité et la variable structurelle, $\eta = f(S)$. A partir des relations (20) et (21), $\eta = \eta(\phi_{\text{eff}})$ et $\phi_{\text{eff}} = \phi_{\text{eff}}(S)$, on obtient automatiquement ([23], [24]) la viscosité non-newtonienne en régime stationnaire en déduisant directement $\eta(S_{\text{eq}}) = \eta(\Gamma)$ de $S_{\text{eq}} = S(\Gamma)$. Avec (23), cette viscosité peut s'écrire

$$(24) \quad \eta_{\text{stat}} = \eta_{\infty} \left[\frac{1 + \theta}{\chi + \theta} \right]^2$$

où

$$(25) \quad \chi = \chi(\phi) = \left(1 - \frac{\phi}{\phi_0} \right) / \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{\infty}} \right) \equiv \pm (\eta_{\infty} / \eta_0)^{\frac{1}{2}}$$

ϕ_{∞} et ϕ_0 étant les fractions volumiques maxima des SD, respectivement à $\Gamma \rightarrow \infty$ et à $\Gamma = 0$, correspondant aux viscosités stationnaires limites

$$(26) \quad \eta_{\infty} = \eta_F \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{\infty}} \right)^{-2} \quad \eta_0 = \eta_F \left(1 - \frac{\phi}{\phi_0} \right)^{-2}$$

On peut remarquer que le présent modèle structurel permet d'écarter le choix arbitraire de la relation $\eta(S)$, généralement supposée linéaire dans la plupart des autres modèles (excepté le modèle de Casson [5] qui utilise le modèle de Brinkman [21]), cette relation prenant ici la forme générale suivante, quelle que soit la forme de l'équation cinétique,

$$(27) \quad \eta(S) = \eta_{\infty} [1 - (1 - \chi)S]^{-2}$$

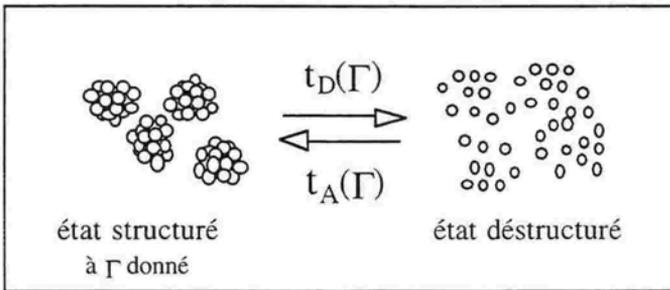


Fig. 6 - Equilibre dynamique en régime stationnaire (à cisaillement Γ fixé) entre des Unités Structurelles de rayon moyen $R(\Gamma)$ et des particules individuelles.

7.4.5. Prédiction des comportements pseudo-plastique, plastique, dilatant

Dans la relation (24), le rapport χ défini en (25) joue le rôle d'un véritable index de structure puisque sa valeur contrôle entièrement le comportement du système. Le tableau 5 précise les différents types de comportements rhéologiques correspondant aux différentes plages de variation de χ . Quelques exemples de modélisation pour $0 < \chi < 1$, $\chi = 0$ et $\chi = 1$ sont montrés sur les figures 7 à 9. Le comportement partiellement dilatant et les discontinuités de viscosité, observés dans les dispersions concentrées de latex [26], a pu être modélisé à l'aide de (24) dans la région de dilataance [24].

index de structure	comportement rhéologique	confrontations : données de
$0 < \chi < 1$	PSEUDO-PLASTIQUE	Papir & Krieger [4]
$\chi = 0$	PLASTIQUE (CASSON)	Lapassin [25]
$1 < \chi < \infty$	DILATANT	Hoffman [26]
$-\infty < \chi < 0$	DISCONTINUITES de η	Hoffman [26]
$\chi = 1$	(NEWTONIEN)	Kitano [27]

Tableau 5 - Différents types de comportements rhéologiques, en fonction de l'index de structure

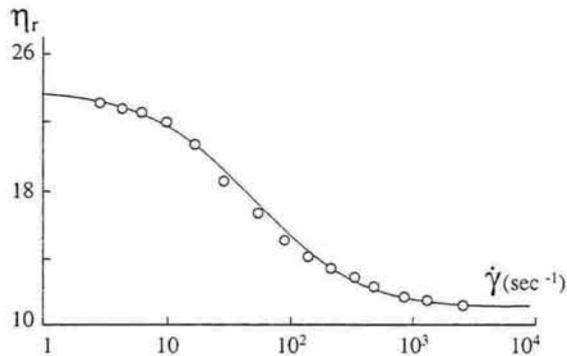


Fig. 7 - Variations viscosité vs. vitesse de cisaillement pour une suspension monodispersée de particules de latex (diamètre = 0,155 μm , viscosité du fluide suspensé = 4,89 mPa.s, fraction volumique = 0,50). Données expérimentales de Papir et Krieger [4]. Ajustement des paramètres de l'équation (24) et (26): $\phi_0 = 0,629$, $\phi_\infty = 0,716$, $p = 0,986$, $t_c = 11$ ms. (On peut remarquer que les deux premières valeurs sont très proches des valeurs trouvées ultérieurement pour les dispersions de silice colloïdale [7] et que la dernière, interprétée comme le temps de diffusion brownienne t_{br} (cf. (11)) conduit à un diamètre $2a = 0,158$ μm , très voisin de la valeur déterminée par microscopie électronique). D'après Quemada, [25].

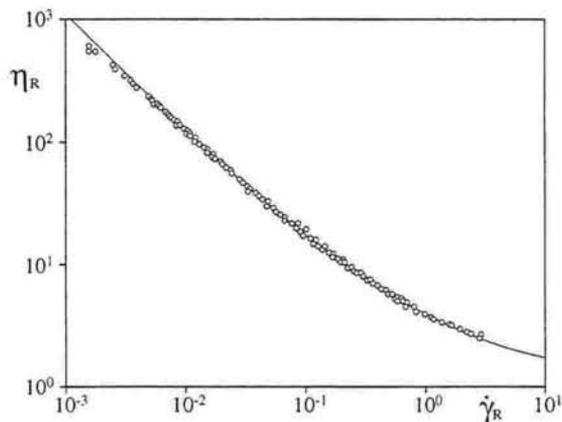


Fig. 8 - Comportement plastique de mélanges argile-kaolin. Courbe maîtresse $\eta_R = \eta / \eta_\infty$ obtenue par ajustement de l'équation (24) écrite pour $\chi = 0$ (et avec θ noté γ_R). D'après Lapassin, [26].

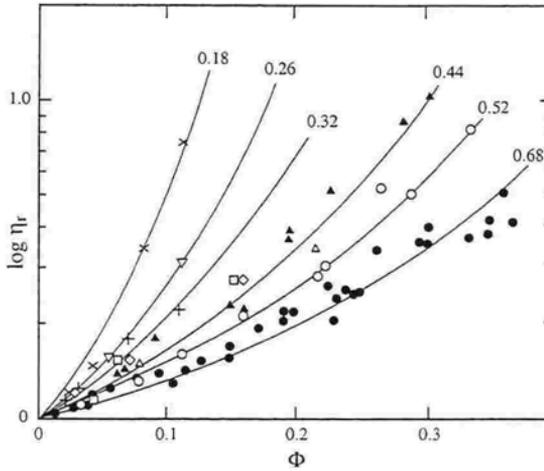


Fig. 9 - Viscosité $\eta_r = f(\phi)$ de suspensions dans des polymères fondus. Les "grosses" particules utilisées (billes de verre ● ; carbonate de calcium ○, ▲; talc Δ; fibres de verre □, ◇; fibres de carbone +, ∇, x, de différents rapports d'axes r_p) correspondent à la limite newtonienne $\chi = 1$. Les courbes représentent la seconde expression de (20) avec différentes valeurs de ϕ_p , notamment des valeurs faibles pour $r_p \gg 1$. D'après Kitano et al [28].

7.5. Remarques finales

L'intérêt de la modélisation structurale des fluides complexes est double : avec l'aide de l'analyse dimensionnelle, elle permet d'abord de déterminer le nombre minimum de variables pertinentes indispensables à la prédiction des écoulements de ces fluides. Mais la signification physique de ces variables offre de plus la possibilité d'interpréter les comportements observés en termes de processus «structuraux», comme l'équilibre dynamique atteint sous écoulement stationnaire ou bien les cinétiques de la structure induites par des variations de cet écoulement. A $\phi = \text{const.}$, les 4 paramètres (η_∞ ; η_0 ; σ_c ou $\dot{\gamma}_c$; p) introduits dans ces modèles constituent le nombre minimum de variables nécessaires pour décrire un comportement "élémentaire" (cf. tableau 5). Mais des variables supplémentaires, introduites par exemple dans les équations cinétiques, permettent de décrire des comportements plus complexes, comme un comportement rhéofluidifiant suivi d'un comportement rhéoépaississant dû à une floculation induite par l'écoulement au-delà d'un cisaillement critique.

Les effets de la granulométrie peuvent être au moins en partie pris en compte par les modifications de la compacité ϕ des US, d'autant plus compactes que la granulométrie sera plus large : tandis que pour des suspensions monodispersées, on a $\phi_{\text{eff}} > \phi$ en milieu concentré (ϕ correspondant au milieu dilué), on aura $\phi_{\text{eff}} \equiv \phi$ pour des suspensions polydispersées, que le milieu soit dilué ou concentré (Fig. 10). Le cas de suspensions constituées de grosses et de petites particules, de tailles nettement séparées, peut être traité par exemple en considérant ces systèmes comme composés de grosses particules suspendues dans une suspension de fines

particules : les effets browniens peuvent être négligés pour les grosses particules, mais pas pour les petites, responsables alors d'un comportement non-newtonien. En écoulement instationnaire, sous l'action d'un cisaillement imposé $\Gamma(t)$, la solution générale de l'équation cinétique (22), $S(t) \equiv S[t, \Gamma(t)]$, portée dans la relation (27), conduit automatiquement à une viscosité dépendant du temps, $\eta(t) \equiv \eta[S(t)]$, permettant de décrire la thixotropie directement à partir de la cinétique de la structure et, par conséquent, sans addition d'un nouvel ingrédient dans le modèle, ce qui semble constituer un des intérêts primordiaux de ce type de modèle structurel [28].

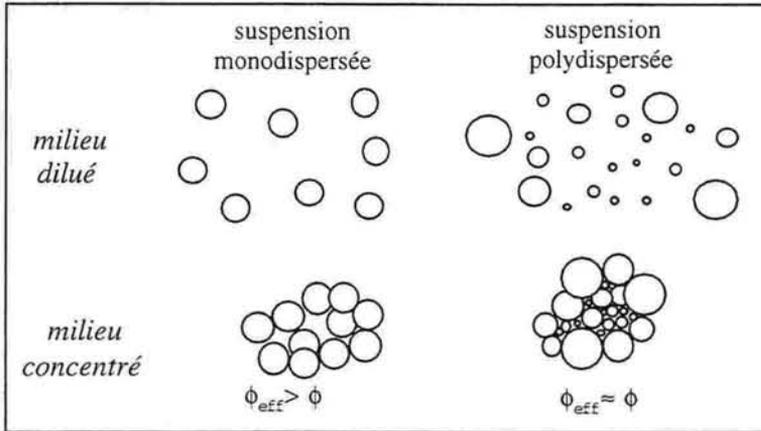


Fig.10 - Effet de la granulométrie sur la fraction volumique effective. D'après Quemada, [23].

En principe, la connaissance de ces modèles, alliée au progrès de la simulation numérique, permet de prédire les types d'écoulements dans des géométries variées, notamment les écoulements bouchons associés à la présence d'un seuil de contrainte (ou même seulement d'une très grande viscosité η_0). Notons que de tels écoulements se font souvent en présence de couches pariétales appauvries en particules, ce qui entraîne des effets de glissement aux parois qui doivent être pris en compte dans l'analyse rhéométrique.

7.6. Références

1. **Ree, T., et Eyring, H.**, 1955. Theory of Non-Newtonian Flow. I. Solid plastic system. *J. Appl. Phys.*, 26, 793-800 ; II. Solution system of high polymers. *J. Appl. Phys.*, 26, 800-809.
2. **Cheng, DCH., et Evans, F.**, 1965. Phenomenological characterization of the rheological behavior of inelastic, reversible, thixotropic and antithixotropic fluids. *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 1599-1617.
3. **Krieger, IM., et Dougherty, TJ.**, 1959. A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres. *Trans. Soc. Rheol.*, 3, 137-152.
4. **Papir, YS., et Krieger, IM.**, 1970. Rheological Studies on Dispersions of Uniform Colloidal Spheres. II Dispersions in Nonaqueous Media. *J. Coll. Interf. Sci.*, 34, 126-130.

5. **Casson, N.**, 1959. A flow equation for pigment-oil suspensions of the printing ink type. in "Rheology of Disperse Systems" (JM. Burgers and GW. Scott Blair, eds) North-Holland., Amsterdam, Netherlands.
6. **Krieger, IM.**, 1963. A dimensional approach to colloid rheology. *Trans. Soc. Rheol.*, 7, 101-109.
7. **de Kruif, CG, van Iersel, EMF., Vrij, A., et Russel, WB.**, 1985. Hard sphere colloidal dispersions: Viscosity as a function of shear rate and volume fraction. *J. Chem. Phys.*, 83, 4717-4725.
8. **Batchelor, GK., et Green, JT.**, 1972. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 . *J. Fluid Mech.*, 56, 401-427.
9. **Batchelor, GK.**, 1977. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 83, 97-117.
10. **Russel, WB., et Gast, AP.**, 1986. Nonequilibrium statistical mechanics of concentrated colloidal dispersions: Hard spheres in weak flows. *J. Chem. Phys.*, 84, 1815-1827.
11. **Mooney, M.**, 1951. The Viscosity of a Concentrated Suspension of Spherical Particles. *J. Colloid Sci.*, 6, 162-170.
12. **Krieger, IM., et Dougherty, TJ.**, 1959. cité in Krieger IM. "Rheology of Monodisperse Latices". *Advan. Colloid Interface Sci.* 3, 111-136 (1972).
13. **Nagatani, T.**, 1979. Statistical Theory of Effective Viscosity in a Random Suspension. *J. Phys. Soc. Japan*, 47, 320-327.
14. **Bedeaux, D.**, 1983. The effective shear viscosity in two phase flow for arbitrary volume fractions. *Chem. Phys. Let.*, 94, 324-326.
15. **Ball, RC., et Richmond, P.**, 1980. Dynamics of Colloidal Dispersions. *Phys. Chem. Liq.* 9, 99-116.
16. **Quemada, D.**, 1977. Rheology of concentrated disperse systems and minimum energy dissipation. *Rheol. Acta*, 16, 82-94.
17. **Maron, SH., et Pierce, PE.**, 1956. Application of Ree-Eyring generalized flow theory to suspensions of spherical particles. *J. Colloid Sci.*, 11, 80-95.
18. **Jones, DAR., Leary, B., et Boger, DV.**, 1991. The Rheology of a Concentrated Colloidal Suspension of Hard Spheres. *J. Colloid Interface Sci.*, 147, 479-495.
19. **van der Werff, JC., de Kruif, CG., et Dhont, JKG.**, 1989. The shear-thinning behavior of colloidal dispersions. II Experiments. *Physica*, A160, 205-212.
20. **Vand, V.**, 1949. Viscosity of Solutions and Suspensions. I. Theory. *J. Phys. Colloid Chem.*, 64, 277-299.
21. **Brinkman, HC.**, 1952. The viscosity of concentrated suspensions and solutions. *J. Chem. Phys.*, 20, 571-574.
22. **Roscoe, R.**, 1952. The viscosity of suspensions of rigid spheres. *Brit. J. Appl. Phys.*, 3, 267-275.
23. **Quemada, D.**, 1978. Rheology of concentrated disperse systems. II : A model for non-Newtonian shear viscosity in steady flow. *Rheol. Acta*, 17, 632-642; III : General features of the proposed non-Newtonian model. Comparison with experimental data. *Rheol. Acta*, 17, 643-653.
24. **Quemada, D.**, 1982. Unstable flows of concentrated suspensions. in "Stability of Thermodynamic Systems" (J.Casas-Vasquez and G.Lebon, eds.). Lect. Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, 164, 210-247.
25. **Quemada, D.**, 1985. Relation comportement-structure dans les dispersions concentrées. *Rev. Gén. de Thermique Fr.*, 279, 174-193.
26. **Lapassin, R.**, 1985. Clay/Kaolin aqueous suspensions. in "Non-linear behaviour of Disperse Media" (D Quemada, ed.). Volume spécial de J. Theor. and Appl. Mech.. Gauthier-Villars, Paris, France, 239-251.
27. **Hoffman, RL.**, 1972. Discontinuous and Dilatant Viscosity behavior in Concentrated Suspensions. I: Observation of a Flow Instability. *Trans. Soc. Rheol.*, 16, 155-173.
28. **Kitano, T., Kataoka, T., et Shirota, T.**, 1981. An empirical equation of the relative viscosity of polymer melts filled with various inorganic fillers. *Rheol. Acta*, 20, 207-209.

29. **Baravian, C., Quemada, D., et Parker, A.**, 1996. Modelling thixotropy using a novel structural kinetics approach : Basis and application to a solution of iota carrageenan. *J. Texture Studies*, 27, 371-390.

Sédimentation de particules macroscopiques

Robert Blanc

8.1. Introduction

Le phénomène de sédimentation se produit lorsque une particule solide (ou fluide) est placée dans un fluide et que l'ensemble est soumis à un champ exerçant une densité volumique de force différente sur la particule et sur le fluide. Le plus souvent, ce champ est celui de la gravité à la surface de la terre et le phénomène se produit lorsque les masses volumiques de la particule et du fluide sont différentes. C'est le cas que nous considérerons exclusivement dans ce chapitre bien que des expériences en microgravité soient effectuées en nombre croissant, justement pour s'affranchir, entre autres, des effets de sédimentation. Nous restreindrons également le contenu de ce chapitre au cas des particules non déformables c'est à dire, en pratique, solides et ayant des propriétés mécaniques qui leur permettent de conserver une forme géométrique invariante même sous l'effet des contraintes diverses que le fluide ou d'autres particules peuvent exercer sur elles. Même ainsi délimité, le phénomène de sédimentation est extrêmement fréquent dans la nature et dans les procédés industriels. Il peut être mis à profit pour assurer, à peu de frais, une séparation entre des particules solides et le fluide dans lequel elles étaient dispersées ou pour séparer des solides de masses volumiques différentes en choisissant un fluide de densité intermédiaire. On peut, par contre, en souffrir lorsqu'il sépare les constituants de mélanges (comme les bétons, par exemple) et on cherchera alors à le limiter le plus possible en dotant le milieu de propriétés rhéologiques particulières.

Nous examinerons tout d'abord quelles différences essentielles existent entre les particules macroscopiques dont traite ce chapitre et les particules colloïdales qui font l'objet du chapitre suivant. Puis, nous décrirons les simplifications et approximations que nous effectuerons dans la modélisation de la sédimentation. Nous rappellerons ensuite les principaux résultats obtenus lorsqu'on considère une particule sédimentant de manière isolée.

Nous aborderons ensuite seulement le phénomène de sédimentation d'une suspension c'est-à-dire d'un ensemble de particules. Nous verrons alors les principaux résultats expérimentaux et les modèles qui sont utilisés pour les décrire et les interpréter ainsi que quelques techniques expérimentales.

8.2. Particules macroscopiques - particules colloïdales

Dans ce chapitre, les particules qui sont dispersées dans le fluide ont des tailles assez petites pour qu'on ne puisse pas "oublier" que le fluide lui-même a une structure moléculaire (responsable du mouvement Brownien) et pour que les différentes interactions entre particules mettent en jeu des énergies dont l'ordre de grandeur est comparable à l'énergie d'agitation thermique du fluide (kT). Dans le cas des particules macroscopiques que nous considérerons ici, dont les tailles vont typiquement de quelques microns à quelques centimètres, le mouvement Brownien devient négligeable devant les effets hydrodynamiques, et le nombre de Péclet (cf. chapitre précédent) qui compare ces deux types d'effets peut être considéré comme infini. C'est dire que, sauf cas spécifique de particules chargées électriquement ou porteuses d'un moment magnétique, les forces qui agissent sur des particules dispersées dans un fluide sont les forces de volume de la gravitation et les forces de surface exercées par le fluide, considéré comme un milieu continu. Lorsqu'on a des particules en mouvement rapide dans un fluide, ce dernier subit des accélérations qui donnent naissance à des effets inertiels et non linéaires qui peuvent, s'ils sont suffisamment intenses, se traduire par l'apparition de turbulences (voir par exemple l'effet "pop-off" [1]). Nous ne traiterons pas ce cas et nous nous restreindrons à considérer des situations dans lesquelles les effets inertiels sont négligeables devant les effets visqueux. Le nombre de Reynolds mesure le rapport entre ces deux types de forces. Il s'exprime par le rapport:

$$(1) \quad \text{Re} = \frac{\rho_F L U}{\eta}$$

où ρ_F est la masse volumique du fluide, L une dimension caractéristique de la particule, U sa vitesse de sédimentation et η la viscosité (dynamique) du fluide. Nous considérerons le plus souvent ce nombre comme suffisamment petit pour qu'on puisse le prendre comme nul bien que cette dernière valeur corresponde à une vitesse nulle ou une viscosité infinie ce qui semble ne pas présenter un grand intérêt! Cette approximation est cependant très utile dans les modèles théoriques car elle permet de travailler avec une équation linéaire; elle est suffisamment réaliste pour que les conclusions qu'elle permet d'obtenir soient à peu près vérifiées par l'expérience lorsque le nombre de Reynolds est de l'ordre de ou plus petit que 1. A titre d'exemple, le nombre de Reynolds vaut environ 1 pour une particule minérale de 0.1 millimètre de diamètre sédimentant dans l'eau. Il vaut aussi 1 pour une particule de plusieurs centimètres de diamètre dans du miel. Il est très sensible au diamètre des objets puisqu'il varie, toutes choses égales par ailleurs, comme le cube du rayon puisque la vitesse de sédimentation U est elle-même proportionnelle au carré du rayon.

Les forces de surface que le fluide exerce sur la particule ne sont pas les mêmes selon que cette dernière est plongée seule dans un fluide illimité, lorsque ce dernier est limité par les parois d'un récipient et/ou lorsque d'autres particules sont en cours de sédimentation. Dans ce dernier cas, qui est celui des suspensions, chacune des particules qui sédimente entraîne dans son mouvement le fluide qui est à son

voisinage immédiat et une particule voisine sédimente donc dans un fluide qui est entraîné vers le bas. Elle aura donc tendance, en raison de la présence de la première particule, à sédimer plus vite. Mais l'existence d'un récipient à parois solides impose que, puisque les particules tendent à occuper la partie basse, le fluide soit obligé de remonter (Fig. 1). Cet écoulement moyen du fluide vers le haut freine la chute des particules comme nous le verrons plus loin. L'ensemble des forces qu'une particule subit en plus de ce qu'elle subirait si elle était seule dans un fluide illimité constitue ce que l'on appelle les "interactions hydrodynamiques" avec les parois et les autres particules.

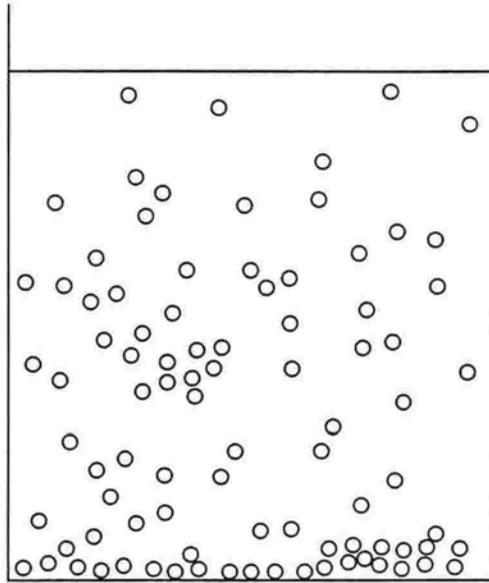


Fig. 1 - Schéma représentant la sédimentation de particules sphériques dans un récipient. Les particules descendent vers le fond du récipient, chassant le fluide qui, en remontant, freine leur chute.

8.3. Une particule isolée

Lorsqu'une particule isolée sédimente dans un fluide, son mouvement n'est pas toujours très simple, même lorsqu'on a atteint le régime permanent. Il suffit, pour s'en convaincre, d'observer la chute tournoyante de graines ailées comme celles de l'érable! On démontre [2] que, lorsque la particule a une forme géométrique assez simple (trois plans de symétrie mutuellement perpendiculaires), le mouvement de translation et celui de rotation sont découplés, dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Reynolds. Sous l'action d'une force le mouvement permanent est alors une translation pure. Ainsi, un objet ayant cette propriété géométrique (sphère, cube, ellipsoïde, cylindre,...) sédimentera sans tourner. Sa chute n'est pas nécessairement verticale, même si la sédimentation résulte de la seule action du

pois. Par contre, la résultante des forces de friction visqueuse que le fluide exerce sur la particule est nécessairement verticale, au moins lorsque le régime permanent de chute est atteint. Strictement parlant, ce régime permanent n'est atteint qu'au bout d'un temps infini et nécessite, pour être atteint, qu'une quantité infinie d'énergie soit fournie par la pesanteur. En pratique, lorsqu'on abandonne une sphère sans vitesse initiale dans un fluide visqueux, elle tend très rapidement vers sa vitesse limite. La distance qu'elle parcourt avant que sa vitesse soit égale à 99% de la vitesse limite est de l'ordre de grandeur du rayon multiplié par le nombre de Reynolds qui, ici, est supposé très petit.

Si la particule est une sphère de rayon a et de masse volumique ρ_s , la relation liant le poids (corrigé de la poussée d'Archimède) et la vitesse de sédimentation est la relation de Stokes:

$$(2) \quad F = \frac{4}{3} \pi (\rho_s - \rho_f) g a^3 = 6 \pi a \eta U$$

Pour un ellipsoïde de révolution allongé, dont le demi-axe de révolution est noté a et le demi-axe perpendiculaire est noté b (avec $b < a$), la relation entre force et vitesse est plus complexe puisqu'elle dépend de l'orientation de l'axe de révolution par rapport à la verticale. Dans le cas limite où ce dernier axe est vertical, la relation s'écrit [3]:

$$(3) \quad F = 6 \pi R_{//} \eta U$$

où $R_{//}$ est le rayon hydrodynamique, donné par la relation:

$$(4) \quad R_{//} = \frac{8 b}{3} \frac{1}{\frac{-2 \Phi}{\Phi^2 - 1} + \frac{2 \Phi^2 - 1}{(\Phi^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} \ln\left(\frac{\Phi + \sqrt{\Phi^2 - 1}}{\Phi - \sqrt{\Phi^2 - 1}}\right)}$$

Φ est le rapport a/b , encore appelé "rapport d'aspect".

Pour la même particule, sédimentant avec son grand axe horizontal, $R_{//}$ est remplacé par R_{\perp} dans la relation (3) avec :

$$(5) \quad R_{\perp} = \frac{8 b}{3} \frac{1}{\frac{\Phi}{\Phi^2 - 1} + \frac{2 \Phi^2 - 3}{(\Phi^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} \ln(\Phi + \sqrt{\Phi^2 - 1})}$$

Lorsque, dans les relations (4) et (5), on considère le cas des très grands rapports d'aspects, on obtient les expressions simplifiées suivantes:

$$(4') \quad R_{//} = \frac{2a}{3} \frac{1}{\ln(2\Phi) - \frac{1}{2}}$$

et

$$(5') \quad R_{\perp} = \frac{4a}{3} \frac{1}{\ln(2\Phi) + \frac{1}{2}}$$

On constate donc que, en première approximation, la force de traînée visqueuse sur un ellipsoïde est environ 2 fois plus grande lorsque la vitesse de déplacement est perpendiculaire au grand axe que lorsqu'elle lui est parallèle. On constate surtout que cette force est directement proportionnelle à la longueur du grand axe; elle ne dépend de la valeur du petit axe que par l'intermédiaire du terme logarithmique qui varie très peu avec Φ . De la même manière, si l'ellipsoïde est aplati, le rayon hydrodynamique (dont on pourra trouver l'expression exacte, dans le cas général, dans [3]) tend, lorsque la particule est très aplatie ($\Phi \ll 1$), vers les valeurs: $R_{//} = 8b / 3\pi$ et $R_{\perp} = 16b / 9\pi$, b étant la longueur du grand axe. Dans ce cas encore, on peut constater que le rayon hydrodynamique et donc la traînée visqueuse, dépend essentiellement de la dimension du grand axe. Lorsque la vitesse est perpendiculaire à l'axe de révolution, le rayon hydrodynamique est égal à 2/3 de la valeur qu'il prend lorsque la vitesse est parallèle à cet axe.

A cause de la linéarité des équations de l'hydrodynamique aux faibles nombres de Reynolds, la connaissance de $R_{//}$ et de R_{\perp} est suffisante pour déterminer la valeur du rayon hydrodynamique lorsque la vitesse de déplacement est orientée de manière arbitraire par rapport à l'axe de révolution. Il est facile de montrer que si une particule ellipsoïdale sédimente sous l'action de la pesanteur avec son axe de révolution faisant l'angle α avec la verticale (Fig. 2), la direction de sédimentation fait avec cette dernière un angle β donné par la relation:

$$(6) \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{(R_{\perp} - R_{//}) \operatorname{tg} \alpha}{R_{\perp} + R_{//} \operatorname{tg}^2 \alpha}$$

La force de résistance visqueuse que le fluide oppose au déplacement de la particule dépend essentiellement, pour des ellipsoïdes, de la longueur du plus grand axe, le rayon hydrodynamique étant du même ordre de grandeur que ce dernier. Cette caractéristique subsiste lorsque la forme change. Elle est, en particulier, valable pour des objets cylindriques de longueur L et de diamètre d (avec $\Phi = L/d \gg 1$) pour lesquels on a :

$$(4'') \quad R_{//} = \frac{L}{3} \frac{1}{\ln(2\Phi) - 0,72}$$

et

$$(5'') \quad R_{\perp} = \frac{2L}{3} \frac{1}{\ln(2\Phi) + 1/2}$$

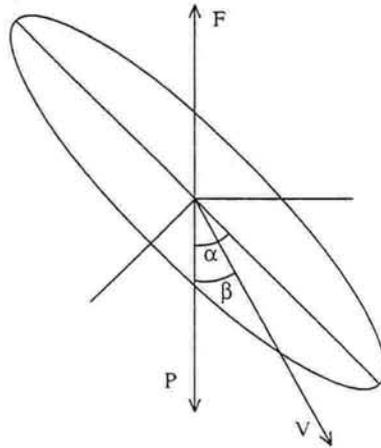


Fig. 2 - Sédimentation d'une particule ellipsoïdale de révolution sous l'action de son poids P. Le grand axe fait avec la verticale l'angle α . La vitesse de sédimentation V fait avec la verticale l'angle β donné par la relation (6).

A titre d'exemple, une fibre cylindrique de 1 mm de longueur et de 10 μm de diamètre, découpée dans un matériau de masse volumique 2000 kg.m^{-3} et plongée dans un fluide de masse volumique 1000 kg.m^{-3} et de viscosité 1 Pa.s, sédimentera, lorsqu'elle est verticale, avec une vitesse de $0,57 \mu\text{m.s}^{-1}$. Horizontale, elle aura une vitesse égale à $0,36 \mu\text{m.s}^{-1}$. Si, à diamètre constant, on double la longueur de la particule, les deux vitesses précédentes deviennent respectivement égales à $0,66$ et $0,32 \mu\text{m.s}^{-1}$. On voit ainsi que la longueur de la particule influe peu sur sa vitesse. Si, à longueur constante (1 mm) on double le diamètre, on obtient des vitesses égales à $1,66$ et $1,14 \mu\text{m.s}^{-1}$ soit des valeurs nettement plus grandes que pour la fibre initiale.

8.4. Une suspension de particules

Lorsque deux ou trois particules sédimentent de concert, le mouvement de chacune des particules modifie celui de toutes les autres. On peut cependant, dans quelques cas particulièrement simples, obtenir des solutions exactes [4,5]. Nous ne développerons pas ces exemples et nous allons maintenant nous attacher à décrire aussi simplement que possible ce qui se passe lorsqu'un ensemble d'objets sédimente dans un fluide. Lorsqu'on examine le mouvement du fluide dans une expérience de sédimentation d'un objet isolé dans un fluide illimité, on constate qu'en tout point de l'espace ce dernier est animé d'un mouvement vers le bas. Une seconde particule, où qu'elle soit située, sédimentera donc dans un fluide qui descend: elle sédimentera plus vite. Bien entendu, le volume du fluide ne peut être infini; il est délimité par les parois d'un récipient que ce soit à l'échelle du laboratoire ou à celle de la planète! De ce fait, compte tenu de l'incompressibilité du fluide, ce dernier doit céder sa place aux particules qui descendent et doit globalement remonter. Si ce mouvement de remontée peut s'organiser dans une région de l'espace dépourvue de particules, il n'aura pas d'action importante sur

leur mouvement de descente. Elles vont donc sédimenter avec une vitesse plus grande que celle d'un objet isolé. Un nuage de grains solides assez bien localisé dans l'espace va ainsi sédimenter bien plus vite qu'une particule isolée car l'écoulement en retour du fluide vers le haut va pouvoir "contourner" le nuage. On peut observer une situation semblable lorsqu'on fait sédimenter une suspension dans un tube dont les parois sont inclinées par rapport à la verticale (Fig. 3): le liquide clair, chassé vers le haut par la chute des grains solides, peut remonter le long de la paroi supérieure du récipient et ne vient pas freiner les particules. Celles-ci sédimenteront donc beaucoup plus rapidement [6] que lorsque les parois du tube sont verticales. Dans ce dernier cas, en effet, la remontée du fluide se fait dans l'ensemble du volume et l'effet du freinage résultant est beaucoup plus fort. Il est tel que la vitesse moyenne de sédimentation d'un objet de la suspension est **plus faible** que celle qu'il prend lorsqu'il est seul.

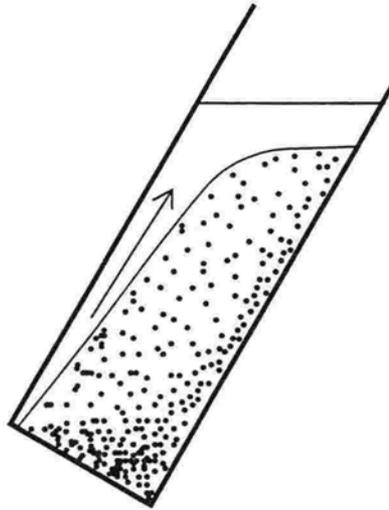


Fig. 3 - Sédimentation dans un récipient dont les parois sont inclinées par rapport à la verticale. Cette disposition sépare partiellement la remontée du fluide pur et la descente des particules. Ces dernières sédimenteront beaucoup plus rapidement que dans un tube à parois verticales. C'est l'effet Boycott.

Une autre organisation possible de la remontée du fluide est liée à des phénomènes de ségrégation ou d'instabilité. De telles situations ont été observées pour des suspensions obtenues en mélangeant des sphères de diamètre a ou b (avec $a < b$) ou des sphères de masse volumique ρ_1 ou ρ_2 (avec $\rho_1 < \rho_2$). On peut alors assister à la formation, à partir d'une suspension initialement homogène, de régions où les petites (ou moins denses) sphères sont largement prédominantes et qui sédimenteront très lentement (voire remontent) et des régions riches en grosses (ou plus denses) sphères qui sédimenteront très rapidement [7]. Il semble qu'une telle ségrégation ait également été observée récemment [8] pour des suspensions de fibres : à partir d'une suspension de concentration homogène, la sédimentation crée

progressivement des régions plus riches en fibres qui sédimentent donc plus rapidement.

Revenons, pour le moment, aux suspensions composées de sphères identiques. Définissons la fraction volumique c comme le rapport entre le volume occupé par les sphères et le volume total de la suspension. Pour les suspensions très diluées ($c \ll 1$), Batchelor [9] a obtenu théoriquement l'expression suivante pour la vitesse de sédimentation moyenne U d'une sphère :

$$(7) \quad U = U_0 (1 - kc)$$

Dans cette relation, U_0 est la vitesse d'une sphère isolée (c tend vers 0). Cette relation est assez bien vérifiée expérimentalement, avec un coefficient k de l'ordre de 5 à 6 tant que la concentration est inférieure à 10% environ. Pour les suspensions plus concentrées, on n'a pas d'expression théorique, mais des corrélations issues des expériences. L'une des plus connues est celle de Richardson et Zaki [10] :

$$(8) \quad U = U_0 (1 - c)^k$$

où l'exposant k est de l'ordre de 5. Lorsque la concentration devient forte, on sait que, pour des sphères monodisperses, la fraction volumique maximale est de l'ordre de 0,6 (un empilement désordonné de sphères monodisperses a , au compactage, une fraction volumique, que nous noterons c^* , comprise entre 0,60 et 0,64, selon les conditions de la préparation). La corrélation de Richardson et Zaki cesse donc d'être valable avant cette valeur mais on ne sait pas vraiment, à l'heure actuelle, quelle est la loi suivie lorsque la fraction volumique est proche de c^* , ni d'ailleurs quelle est la valeur (si elle existe de manière unique) de cette concentration à l'issue d'un processus de sédimentation. En fait, les expériences sont difficiles à réaliser puisque, pour une suspension dont la fraction volumique est c^* , la suspension repose sur le fond du récipient et la sédimentation n'a plus lieu. Pourtant, on peut faire passer un fluide à vitesse finie à travers le lit fixe ainsi constitué par les sphères sans que ces dernières se soulèvent. La vitesse maximum que l'on peut communiquer au fluide sans que l'empilement soit modifié (vitesse de fluidisation) pourrait être prise comme vitesse de sédimentation : il suffit de changer de référentiel. Toutefois, pour que la correspondance soit vraiment utilisable, il faudrait que la fluidisation soit homogène dans tout le volume, ce qui n'est pas nécessairement le cas.

Les relations (7) et (8) indiquent que la vitesse de sédimentation décroît lorsque la concentration augmente. De ce fait, lorsqu'une suspension sédimente, on observe le plus souvent la formation d'une zone de transition très brutale entre la suspension et le fluide clair situé au dessus. En effet, si une particule se trouve dans la région du fluide clair, elle a une vitesse plus élevée et tend donc à rattraper les particules qui sont au dessous. On a la formation d'un front (dit "front supérieur") qui sépare la suspension du fluide clair. Au fond du récipient, la présence d'une telle zone de transition abrupte entre la suspension et le sédiment dépend de la façon dont la vitesse de sédimentation varie avec la fraction volumique [11].

Dans tout ce qui précède, les particules sphériques avaient toutes la même vitesse de sédimentation de référence U_0 : elles étaient toutes de même diamètre (suspension monodisperse) et avaient la même masse volumique. Si on prépare une suspension avec deux populations différentes par le diamètre et/ou par la masse volumique, on s'attend à ce qu'une séparation, une ségrégation se produise : les particules dont la vitesse de sédimentation est la plus faible doivent se retrouver préférentiellement au dessus des autres et l'on doit avoir, à l'intérieur de la suspension, une zone de séparation nette entre des particules lentes et un mélange de particules lentes et rapides. En fait, cette séparation est observée si la différence des vitesses de référence est assez grande (rapport des diamètres supérieur à deux). Par contre, pour des rapports inférieurs à 1,7 et des suspensions assez concentrées ($c > 40\%$), la ségrégation ne se produit plus et les sphères sédimentent avec une vitesse commune intermédiaire entre celle des grosses et des petites [12].

8.5. Dispersion hydrodynamique

Nous avons déjà dit que la vitesse de sédimentation d'un objet parmi les autres dépend des interactions hydrodynamiques qui, elles-mêmes, dépendent de la distribution des particules dans l'espace. Or cette distribution change en permanence au cours du temps: la vitesse instantanée d'une particule n'est donc pas constante. Elle peut varier tant en direction qu'en grandeur et une observation attentive des objets montre que certains d'entre eux peuvent parfois remonter lorsqu'ils se trouvent dans une région où l'écoulement en retour du fluide est très intense. En moyenne cependant, tous les objets tombent. On peut donc décrire le mouvement d'une particule comme résultant de la superposition d'un mouvement de sédimentation avec une vitesse constante (égale à la vitesse de sédimentation moyenne) et d'un mouvement complexe, différence entre le mouvement réel et le mouvement moyen, qui présente toutes les caractéristiques d'un mouvement aléatoire. La vitesse moyenne de ce mouvement est, par définition, nulle. Le vecteur joignant la position instantanée de la particule à la position qu'elle occuperait au même instant dans son mouvement moyen a une valeur moyenne nulle. Par contre son module a une valeur moyenne différente de zéro; on a là toutes les caractéristiques d'un autre mouvement aléatoire qui est le mouvement Brownien, bien que la raison physique soit complètement différente. Ce dernier résulte du caractère fluctuant des interactions entre une particule macroscopique et les molécules constituant le fluide. Le mouvement de dispersion hydrodynamique résulte des interactions fluctuantes d'une particule donnée avec toutes les autres. Cependant, à la différence de ce qui se passe avec les molécules dont on ne peut espérer avoir une description précise en raison de leur nombre et de la nature quantique de la matière, les interactions entre une particule et les autres sont, en principe, parfaitement déterministes. Elles obéissent à des lois connues et l'on pourrait espérer, par exemple en renversant le sens d'écoulement du temps à nombre de Reynolds nul, que les particules reviennent exactement dans la configuration initiale. Mais le système est sensible aux conditions initiales et la plus petite incertitude sur la position d'une seule des particules empêchera cette réversibilité. De toute façon, il demeure que la trajectoire d'une particule donnée

est extrêmement complexe et peut être considérée, ainsi que nous l'avons dit plus haut, comme la superposition d'un mouvement moyen et de fluctuations. Comme pour le mouvement Brownien, on peut définir une constante de diffusion de translation qui peut d'ailleurs prendre une valeur différente selon que l'on considère le mouvement vertical (parallèle à la chute moyenne) ou le mouvement transverse. Ce mouvement aléatoire a reçu le nom de dispersion hydrodynamique. Il a d'abord été étudié par Ham et Homsy [13] et Davis et Hassen [14] puis par de nombreux autres auteurs. Les différentes constantes de diffusion que l'on peut définir sont proportionnelles d'une part à la vitesse moyenne de sédimentation U et, d'autre part, au rayon de la particule; le coefficient de proportionnalité dépendant du type de dispersion considérée et, bien entendu de la concentration. Lorsque cette dernière devient supérieure à 30% environ, le phénomène de dispersion hydrodynamique commence à s'atténuer en raison des empêchements stériques aux déplacements des particules.

8.6. Techniques expérimentales

Sans prétendre à l'exhaustivité, nous allons décrire quelques une des techniques utilisées pour mesurer la vitesse de sédimentation d'une suspension. Elles se classent en deux grandes catégories: mesures de la vitesse moyenne individuelle d'un nombre suffisamment élevé de particules ou mesures de la vitesse de déplacement du front de sédimentation. Le fondement théorique de cette dernière méthode réside dans l'existence du front séparant la suspension du fluide clair qui la surmonte. Le phénomène de dispersion hydrodynamique va perturber la formation de ce front en l'élargissant ce qui va adoucir la transition mais ne la supprimera pas. Il est facile de montrer que la vitesse de déplacement du front est égale à la vitesse de sédimentation moyenne des particules [11]. Cette vitesse peut être mesurée simplement par une observation visuelle ou un suivi automatique du déplacement du front. Toutefois, cette dernière ne donnera pas de renseignement sur ce qui se passe à l'intérieur de la suspension (homogénéité, existence d'autres discontinuités de concentration, ...). On peut alors utiliser d'autres techniques comme, par exemple, l'absorption de rayonnements (X, γ) [15] ou des mesures de célérité d'ondes acoustiques [16]. Des relevés successifs au cours du temps de profils d'absorption ou de célérité permettent non seulement de suivre le déplacement du front de sédimentation mais, en outre, donnent des renseignements sur les valeurs de la concentration moyenne dans une tranche de fluide.

Une autre technique consiste à mesurer la vitesse moyenne de sédimentation d'un nombre élevé de particules. Il faut naturellement que les particules soient visibles. Dans ce but, on peut utiliser une suspension de particules transparentes dans un fluide dont l'indice optique est aussi voisin que possible de celui des particules ; quelques particules "marquées" (argenture, teinte dans la masse, ...) peuvent alors être suivies par des moyens optiques (film, vidéo, analyse d'images, ...). On a ainsi accès non seulement à la vitesse de sédimentation mais aussi à ses fluctuations qui permettent d'analyser la dispersion hydrodynamique. Cette technique a été utilisée tant pour des sphères [13,17] que pour des fibres [8].

8.7. Conclusion

La sédimentation cesse d'être un phénomène "tranquille" dès que plusieurs objets tombent simultanément dans un fluide! Les interactions hydrodynamiques entre ces objets font que chacun d'eux influence la chute de tous les autres; il n'est donc pas étonnant que le premier modèle théorique, même restreint au cas d'une suspension diluée de sphères identiques, n'aie vu le jour qu'en 1972. Ces interactions se traduisent par une vitesse de sédimentation qui est une fonction décroissante de la fraction volumique et, par suite, induisent la formation d'un front de sédimentation. Cependant, le phénomène de dispersion hydrodynamique nous rappelle que la sédimentation de chacune des particules a toutes les caractéristiques d'une marche aléatoire.

8.8. Références

1. **Bourrier, P., Guyon, E., et Jorre, J.P.**, 1984. L'effet "pop-off" ou différents régimes d'accélération d'une balle légère dans l'eau. *Eur. J. Phys.*, 5, 225.
2. Consulter les ouvrages classiques de mécanique des fluides et, plus particulièrement, celui de **Guyon, E., Hulin, J.P., et Petit, L.**, 1991. *Hydrodynamique Physique*, InterEditions/Éditions du CNRS.
3. **Happel, J., et Brenner, H.**, 1991. *Low Reynolds number hydrodynamics*, Kluwer Academic Publishers (5ème édition).
4. **Hinch, E.J.H.**, 1988. Sedimentation of small particles. In "*Disorder and Mixing*" (E. Guyon, J.P.Nadal et Y. Pomeau, eds.). NATO ASI Series, 152, 153.
5. **Blanc, R.**, 1991. Sedimentation of macroscopic spheres and cylinders. In "*Granular Media*" (D. Bideau et J. Dodds, eds.). Novasciences, p. 289.
6. **Acrivós, A., et E. Herbolzheimer, E.**, 1979. Enhanced sedimentation in settling tanks with inclined walls. *J. Fluid Mech.*, 92, 435.
7. **Batchelor, G.K., et Janse van Rensbourg, R.W.**, 1986. Structure formation in bidisperse suspensions. *J. Fluid Mech.*, 166, 379.
8. **Herzhaft, B., Guazzelli, E., Mackaplow, M.B., et Shaqfeh, E.S.G.**, 1996. An experimental investigation of the sedimentation of a dilute fiber suspension. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 290.
9. **Batchelor, G.K.**, 1972. Sedimentation in a dilute suspension of spheres, *J. Fluid Mech.*, 52, 245.
10. **Richardson, J.F., et Zaki, W.N.**, 1954. Sedimentation and fluidization: Part I. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 32, 35.
11. **Kynch, G.K.**, 1952. A theory of sedimentation, *Trans. Faraday Soc.*, 48, 166.
12. **Martin, J., et Salin, D.**, 1993. Segregation in non-colloidal bidisperse concentrated suspensions. *AICHE Meeting*, St Louis, Missouri, Novembre 1993.
13. **Ham, J.M., et Homsy, G.M.**, 1988. Hindered settling and hydrodynamic dispersion in quiescent sedimenting suspensions. *Int. J. Multiphase Flows*, 14, 533.
14. **Davis, R.H., et Hassen, M.A.**, 1988. Spreading of the interface at the top of a slightly polydisperse sedimenting suspension. *J. Fluid Mech.*, 196, 107.
15. **Anselmet, M.C., Anthore, R., Auvray, X., Petipas, C., et Blanc, R.**, 1985. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 300, Série II, 69.
16. **Bacri, J.C., Frenois, C., Hoyos, M., Perzynski, R., Rakotomalala, N., et Salin, D.**, 1986. Acoustic study of suspension sedimentation, *Europhys. Lett.*, 2, 123.
17. **Nicolai, H., Herzhaft, B., Hinch, E.J., Oger, L., et Guazzelli, E.**, 1995. Particle velocity fluctuations and hydrodynamic self-diffusion of sedimenting non-Brownian spheres. *Phys. Fluids*, 7, 12.

Sédimentation et agrégation dans les suspensions colloïdales

Catherine Allain et David Senis

De la boue, une peinture, de l'encre, un produit pour récurer... autant d'exemples de suspensions colloïdales rencontrées dans la vie courante. Bien que ces systèmes soient tous constitués de particules solides de très faible dimension (inférieure à $1\mu\text{m}$) en suspension dans un solvant, ils sont susceptibles de se comporter de manières très différentes, que ce soit celle d'un fluide faiblement visqueux ou bien celle d'une pâte (cf. chapitre 10). Ces différents comportements dépendent bien sûr de la concentration en particules, mais aussi de la nature des matériaux, ainsi que des forces d'interaction interparticulaires qui varient en fonction des conditions physico-chimiques (pH, force ionique...). De plus, il arrive fréquemment, et ceci est l'objet du présent chapitre, que les suspensions colloïdales se séparent sous l'effet de la gravité par sédimentation ou par tassement. Le premier paragraphe, introductif, est consacré aux colloïdes. Le deuxième paragraphe présente les phénomènes de croissance et d'agrégation qui se produisent lorsque la résultante des forces d'interaction entre les particules est attractive. Enfin, le dernier paragraphe est consacré à l'influence de la gravité. Les différents régimes de séparation et les cinétiques qui les caractérisent y sont discutés.

9.1. Les colloïdes

La faible taille des particules colloïdales (rayon inférieur au micron) a deux conséquences remarquables. D'une part, pour des objets aussi petits, les fluctuations thermodynamiques sont importantes et le déplacement des particules correspondant est alors régi par le mouvement brownien. D'autre part, les potentiels d'interaction d'origine microscopique sont suffisamment importants comparés à l'énergie thermique pour jouer un rôle déterminant. Ces interactions, regroupées sous le terme d'interaction colloïdale, peuvent être d'origine électrique (liées à la présence des dipôles constituant les matériaux et des charges portées par les surfaces) ou entropique (liées à la présence d'autres espèces dans le milieu : ions, macromolécules...).

Il existe une grande variété de systèmes colloïdaux classiques, d'origine naturelle ou synthétique, constitués de particules minérales ou organiques, en suspension dans un solvant organique ou dans de l'eau [1]. La diversité de ces systèmes a permis leur application dans de nombreux procédés et formulations nouvelles très

développés actuellement. Le terme "colloïde" est également souvent utilisé pour qualifier des objets dont la taille est inférieure au micromètre, mais qui ne sont pas des particules solides, comme des gouttelettes (émulsions), des micelles (agrégats d'amphiphiles)... Certains des concepts développés pour le cas des particules solides s'appliquent directement à ces systèmes mais d'autres doivent être redéfinis. Dans le présent chapitre, seul le cas de particules solides est considéré.

Les forces d'interaction colloïdales jouent un rôle déterminant sur l'état de la suspension (dispersée, agrégée, cristallisée...) et sur sa stabilité [1, 2]. Ces forces sont de différents types. Considérons tout d'abord l'interaction de Van der Waals d'origine dipolaire qui est présente dans tous les systèmes. Entre deux molécules, il existe toujours une interaction dipolaire qui est à l'origine, par exemple, de la non-idéalité des gaz. Cette interaction, sommée sur tous les dipôles constituant chacune des deux particules, conduit à un potentiel d'interaction attractif qui s'exprime, pour deux particules sphériques identiques et proches, par :

$$(1) \quad \psi_{vw} = -Aa/12h$$

où A représente la constante d'Hamaker, a le rayon des particules et h la distance entre les surfaces des particules. La valeur de A dépend en pratique très peu de la nature des matériaux (particules et solvant) constituant la suspension ($A \approx 10^{-19}$ J). En comparant $|\psi_{vw}|$ à l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ ($k_B T \approx 4 \times 10^{-21}$ J à température ambiante), nous pouvons remarquer que l'influence des forces de Van der Waals est négligeable, tant que les particules sont séparées par une distance supérieure à environ deux fois leur rayon. En revanche, ces forces rapprochent irrémédiablement et irréversiblement les particules dès que la distance qui les sépare devient inférieure à deux fois leur rayon. $|\psi_{vw}|$ devient alors très grand devant $k_B T$ et le lien formé ne peut se défaire sous le seul effet de l'agitation thermique.

Si le potentiel de Van der Waals est l'unique interaction existante, la suspension ne reste pas dispersée puisque les particules s'agrègent en s'approchant les unes des autres au hasard du mouvement brownien. La stabilité d'une suspension doit ainsi être assurée par la présence d'autres forces de nature répulsive, capables de compenser l'attraction de Van der Waals. Ces forces sont soit d'origine électrostatique, soit d'origine entropique. Dans le premier cas, elles sont liées à un potentiel d'interaction ψ_{elec} qui dépend du nombre de charges portées par la surface des particules et de la force ionique du solvant (spécifiques aux suspensions dans l'eau). Dans le deuxième cas, elles sont liées à la présence de macromolécules ; en particulier, dans les suspensions en solvant organique, où il n'y a généralement pas séparation des charges électriques, la seule façon de stabiliser une suspension est la répulsion stérique entre couches adsorbées à la surface des particules.

Nous ne considérerons ici que le cas des forces électrostatiques. La charge portée par la surface des particules est elle-même régie par les conditions physico-chimiques du milieu (pH, déficit d'une espèce ionique à l'interface...) et l'interaction dépend également de la concentration des ions dans l'eau. En effet, en présence d'une concentration en ions élevée, l'interaction électrostatique entre les particules est partiellement écrantée et la portée de la répulsion diminuée.

Suivant le système et les conditions physico-chimiques, le potentiel d'interaction total pourra être répulsif ou attractif (Fig. 1). La combinaison de ψ_{vw} et de ψ_{elec} conduit à un maximum pour le potentiel total. Suivant la valeur de ce maximum ψ_{max} , la suspension sera stable ou instable. En effet, si ψ_{max} est très grand devant $k_B T$, les particules ne pourront pas franchir la barrière de potentiel sous l'effet de l'agitation thermique, elles resteront dispersées et la suspension sera stable. Au contraire, en absence de maximum, l'interaction de Van der Waals sera dominante et les particules s'agrégeront en formant des liens irréversibles. Il existe également des situations plus complexes où ψ_{max} est de l'ordre de $k_B T$, où les liens, s'ils se forment, seront partiellement réversibles. Dans la suite de ce chapitre, les systèmes étudiés correspondront au cas où l'interaction de Van der Waals est dominante.

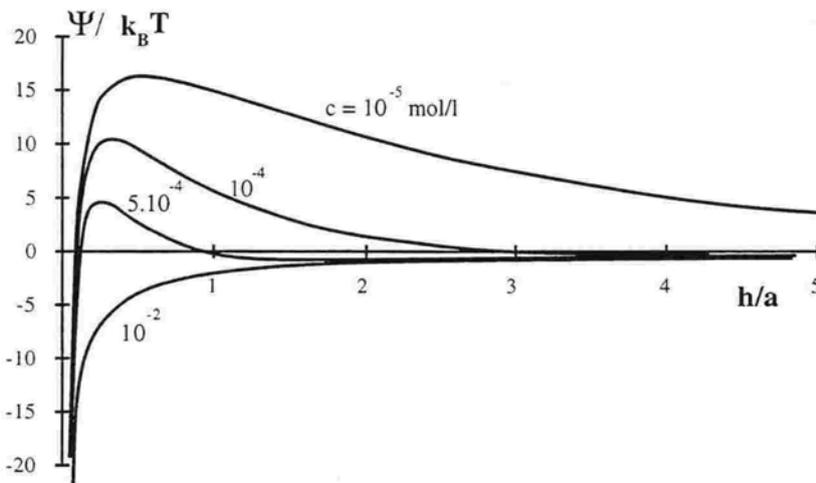


Fig. 1 - Représentation du potentiel d'interaction colloïdal total entre deux particules sphériques en suspension dans de l'eau en fonction de la distance entre les surfaces, pour différentes concentrations en sel.

9.2. Les phénomènes d'agrégation irréversible

Lorsque la résultante des forces d'interaction colloïdale est dominée par l'interaction de Van der Waals, les particules ne restent pas dispersées dans la suspension. Elles se lient irréversiblement entre elles et forment rapidement des agrégats de particules. Le modèle d'agrégation le plus simple que l'on puisse imaginer est le suivant (Fig. 2). Supposons la suspension initialement dispersée ; sous l'effet du mouvement brownien, les particules diffusent, entrent en collision et forment alors des doublets de particules liées par interaction colloïdale. A leur tour ces doublets diffusent, entrent en collision avec d'autres particules ou agrégats, formant des agrégats de plus grande taille, et ainsi de suite. Au cours du temps, il apparaît dans la suspension des agrégats de plus en plus grands jusqu'à la fin du mécanisme de croissance.

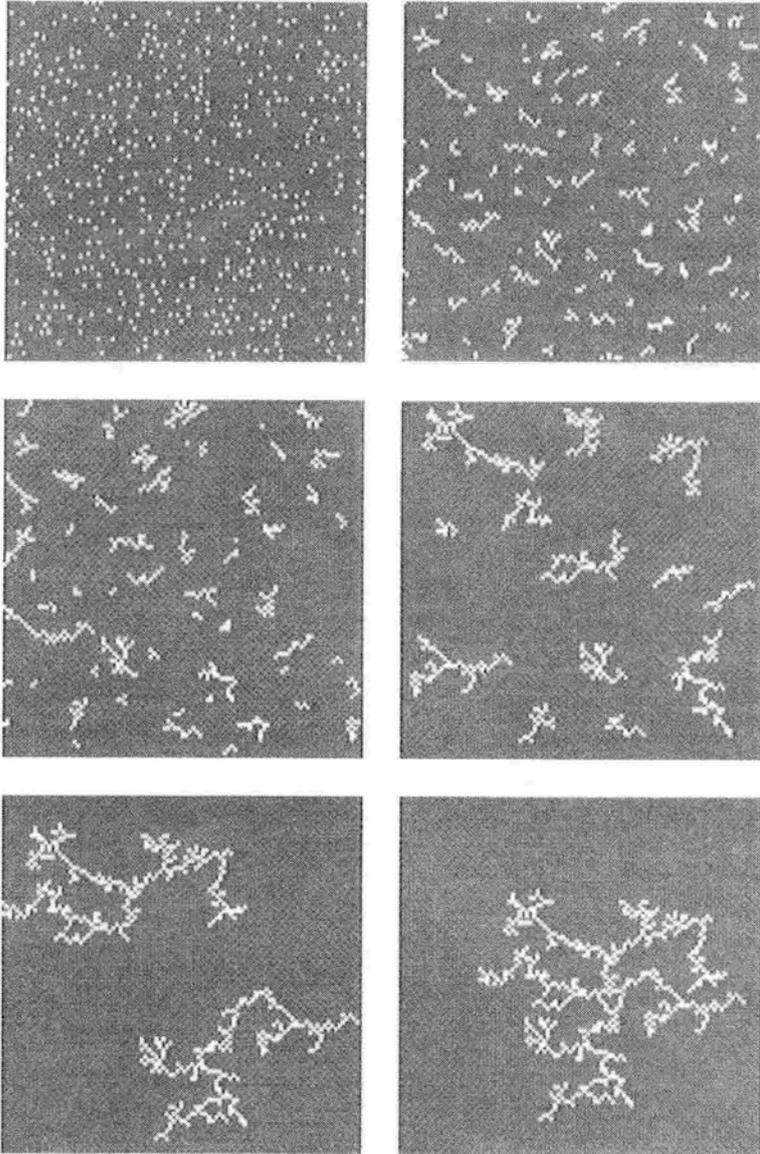


Fig. 2 - Simulation numérique du phénomène de croissance par agrégation amas-amais à deux dimensions. Les différentes images correspondent aux temps de calcul suivants (en pas de temps): 0, 30, 80, 590, 4300, 8500. Les conditions aux parois sont périodiques.

Aux cours des dernières années, ce phénomène d'agrégation a fait l'objet de nombreuses études basées sur des approches à la fois numériques, expérimentales et théoriques [3, 4]. Il décrit remarquablement bien l'évolution d'une suspension colloïdale totalement déstabilisée. De nombreuses extensions de ce modèle, qui correspondent à des situations physiques différentes, ont également été développées. Citons par exemple les modèles de formation de dépôts, les travaux considérant le cas où les liens entre les particules sont partiellement réversibles ou

déformables... [4]. Dans la suite, nous ne considérons que le modèle de base exposé précédemment, et nous décrivons les résultats concernant la structure géométrique spécifique (fractale) des agrégats formés et la cinétique de croissance.

9.2.1. Géométrie fractale des agrégats formés

Les agrégats formés lors du processus de croissance présenté précédemment ont la particularité d'être fractals et auto-similaires c'est à dire invariants par dilatation. En effet, si un agrégat est observé avec des grossissements de plus en plus importants, l'image obtenue est semblable à elle-même quelque soit le grossissement. Cette propriété des objets auto-similaires est vérifiée strictement pour des objets construits par récurrence ; dans le cas des agrégats résultant d'un processus de croissance, elle n'est vérifiée que statistiquement (pour les valeurs moyennes). En outre, elle ne s'applique que dans un domaine limité de grossissements qui correspondent à une observation sur des échelles comprises entre le rayon de l'agrégat et le rayon d'une particule. Pour des grossissements plus forts ou plus faibles, l'invariance par dilatation est bien sûr perdue. Une conséquence de l'auto-similarité des agrégats est que le nombre moyen n des particules appartenant à un agrégat et incluses dans un cercle de rayon r , varie avec r selon une loi de puissance :

$$(2) \quad n \approx (r/a)^D$$

où D est la dimension fractale de l'agrégat. En pratique, la dimension fractale est rarement déterminée par cette méthode. Une autre propriété est utilisée : les agrégats s'étant tous formés par le même processus, ils sont également similaires entre eux (i.e. leur dimension fractale est la même). Alors le rayon R et le nombre de particules N pour chaque amas vérifie statistiquement la loi :

$$(3) \quad R \approx aN^{1/D}$$

Pour le modèle d'agrégation amas-amas brownienne, les résultats des simulations numériques conduisent pour D aux valeurs de 1,44 à deux dimensions et de 1,78 à trois dimensions [4].

Il est intéressant de remarquer que, par construction, la dimension fractale d'un objet est inférieure ou égale à la dimension de l'espace dans lequel il est situé. Il en résulte que le volume effectif occupé par l'objet (par exemple un agrégat) est très supérieur au volume des unités élémentaires le constituant (les particules). A titre d'exemple, prenons le cas de particules sphériques de rayon 35 nm formant un agrégat de dimension fractale $D=1,78$, et comprenant 10^4 particules ; cet amas aura un rayon $R \approx 6 \mu\text{m}$ soit un volume d'environ $10^3 \mu\text{m}^3$, alors que le volume total des particules le constituant vaut seulement environ $2 \mu\text{m}^3$. Ces valeurs illustrent la façon particulière qu'ont des objets fractals de remplir l'espace. Aussi, il sera souvent utile d'introduire la notion de fraction volumique effective occupée par les amas dans la suspension, ϕ_{eff} . Celle-ci est très supérieure à la fraction volumique des particules, Φ . Dans l'exemple de la figure 2, ϕ_{eff} est à chaque instant petit

devant 1, mais il n'en est pas toujours ainsi. Lorsque φ_{eff} devient égal à 1, les agrégats sont multi-connectés entre eux et remplissent tout l'espace. Les propriétés du milieu sont modifiées, la suspension gélifie. Pour réaliser une telle situation, la fraction volumique en particules doit être supérieure à une valeur limite Φ_{gel} . En revanche, si Φ est inférieur à Φ_{gel} , la taille de l'agrégat formé à la fin du processus de croissance est inférieure à la taille de l'échantillon comme dans le cas de la figure 2.

9.2.2. Cinétique de croissance

L'état de la suspension à un instant donné peut être caractérisé par le nombre moyen de particules par amas N_{moy} et la distribution en taille des amas (ou polydispersité de la suspension). L'évolution de ces deux grandeurs au cours du temps dépend du mécanisme de croissance. Dans le cas du modèle d'agrégation amas-amas décrit ci-dessus (régie par la diffusion brownienne), le résultat est particulièrement simple. La suspension est pratiquement monodisperse (à un instant donné, les amas comprennent à peu près tous le même nombre de particules) et N_{moy} croît linéairement avec le temps :

$$(4) \quad N_{\text{moy}} \approx t/t_0$$

où t_0 est un temps caractéristique qui ne dépend que du rayon des particules et de leur fraction volumique. Ces résultats permettent en particulier de calculer, lorsque Φ est supérieur à Φ_{gel} , le temps de gel, t_{gel} , c'est à dire le temps au bout duquel la fraction volumique effective des agrégats devient égale à 1.

Ces grandeurs caractéristiques de l'évolution de la suspension ainsi que les propriétés géométriques des agrégats ont fait l'objet de plusieurs études expérimentales. Dans le cas de suspensions pour lesquelles les forces de Van der Waals sont dominantes, la confrontation des résultats montre un très bon accord. Remarquons qu'il existe dans toutes les relations d'échelle (notée par le symbole \approx), un préfacteur qui en pratique est toujours proche de 1. Ces différentes lois sont à la base de l'interprétation des phénomènes observés dans le cas de situations physiques plus complexes comme dans le cas où la suspension se trouve en présence d'un champ extérieur : champ magnétique, champ électrique, gravité...

9.3. L'effet de la gravité : couplage agrégation-sédimentation

En absence d'agrégation, la gravité a peu d'effet sur les suspensions colloïdales, les particules restent dispersées et le milieu homogène. Il n'en est pas de même lorsque des agrégats de particules se forment. En effet, dès qu'ils croissent au-delà d'une certaine taille, leur mouvement brownien devient très lent, et ils commencent à sédimenter. La suspension finit par se séparer : un dépôt se forme au fond du récipient, surmonté par du solvant clair exempt de particules. Cette ségrégation est très utilisée dans la pratique pour séparer les particules solides du fluide suspendant. Citons par exemple son application dans la purification des eaux, la

séparation de déchets radioactifs... Il est en revanche très gênant dans d'autres situations où l'on souhaite au contraire que la suspension reste homogène (boues de forage, encre...).

Le phénomène de sédimentation observé présente des parentés avec la sédimentation des suspensions usuelles (cf. chapitre 8). Cependant, comme nous allons le discuter ci-après, le couplage entre agrégation et sédimentation fait apparaître des comportements différents, caractérisés par des évolutions temporelles spécifiques. Après avoir présenté dans un premier paragraphe la nature et l'origine physique de ces différents régimes de séparation, nous décrivons dans le paragraphe suivant les cinétiques observées et les fondements de leur interprétation. L'ensemble de cette présentation est illustrée par des observations expérimentales effectuées sur des suspensions de particules de carbonate de calcium dans de l'eau [5-7]. Ces observations se retrouvent pour d'autres systèmes.

9.3.1. Les différents régimes

9.3.1.1. Description

Lorsque l'on fait varier la fraction volumique des particules dans la suspension, des comportements très différents sont observés (Fig. 3). A faible fraction volumique ($\Phi < \Phi^*$), les agrégats croissent, sédimentent séparés les uns des autres en continuant éventuellement à croître par collisions et, finalement, se déposent individuellement au fond de l'échantillon. Pour des valeurs intermédiaires de la fraction volumique ($\Phi^* < \Phi < \Phi^{**}$), un comportement collectif est observé avec la formation d'un front net séparant du solvant exempt de particules du reste de la suspension. La fraction volumique étant élevée, il se forme, avant même que la sédimentation ne devienne importante, un grand nombre d'agrégats qui remplissent tout l'échantillon (la suspension gélifie). La séparation observée correspond alors au tassement d'un gel sous l'effet de la gravité. Finalement, pour des fractions volumiques plus élevées ($\Phi > \Phi^{**}$), la suspension forme un gel stable et homogène malgré l'effet de la gravité. Il est intéressant de considérer les ordres de grandeur des fractions volumiques Φ^* et Φ^{**} . Dans le cas des suspensions de carbonate de calcium, ces quantités valent $\Phi^* \cong 0,3\%$ et $\Phi^{**} \cong 2\%$ (pour des échantillons dont la hauteur est de l'ordre de 10 cm). Ces valeurs très faibles sont liées au caractère fractal des agrégats formés par croissance irréversible. Chaque agrégat emprisonne en effet une grande quantité de solvant et occupe un volume qui est très supérieur aux volumes des particules qui le constitue (cf. § 9.2.1).

Leurs propriétés mécaniques jouent également un rôle déterminant ; en effet, des objets aussi tenus peuvent, sous l'effet de contraintes, se déformer (généralement en se restructurant) ou se fracturer, entraînant une compaction et donc une augmentation de la fraction volumique locale.

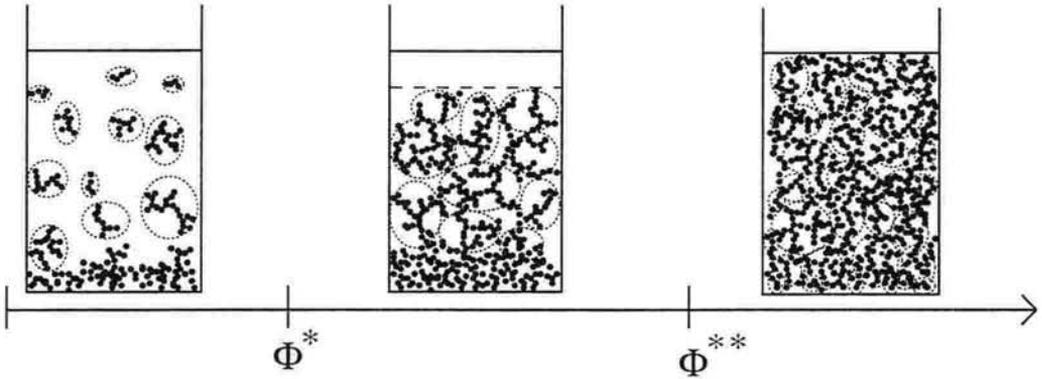


Fig. 3 - Représentation schématique des différents modes d'évolution observés en fonction de la fraction volumique de la suspension.

9.3.1.2. Origine physique des différents régimes

Considérons tout d'abord la fraction volumique Φ^* qui sépare le régime où la sédimentation se fait par dépôt individuel d'agrégats du régime où un comportement collectif est observé (Fig. 3). Afin de déterminer Φ^* , une approche en loi d'échelle utilisant les résultats présentés dans la partie 2 peut être développée. Une première étape consiste à considérer le cas d'une suspension diluée en agrégats, ($\varphi_{\text{eff}} \ll 1$), et à déterminer à partir de quel moment les agrégats deviennent de taille suffisante pour que leur mouvement soit gouverné par la gravité. En effet, au début du phénomène de croissance, les agrégats sont très petits et leur mouvement est principalement brownien mais au delà d'un certain temps t_c , la sédimentation devient dominante. Nous aurons alors deux situations : soit t_c est inférieur au temps de gel t_{gel} et les agrégats sédimentent séparément les uns des autres, soit t_c est supérieur à t_{gel} et la suspension gélifie avant que la sédimentation ne soit devenue effective, le comportement collectif étant alors observé. Pour une fraction volumique donnée, la comparaison de t_c et de t_{gel} permet donc de déterminer quel sera le régime de séparation et Φ^* peut être calculée en égalant t_c à t_{gel} :

$$(5) \quad \Phi^* \approx \left(\frac{4\pi\Delta\rho g a^4}{3k_B T} \right)^{(3-D)/(1+D)}$$

Remarquons tout d'abord que la dimension fractale D étant inférieure à 3, Φ^* sera d'autant plus grand que $\Delta\rho$ et/ou a seront importants, ce qui était attendu puisque, plus les particules ont un rayon important ou une masse volumique élevée, plus l'effet de la gravité est important. Par ailleurs, le calcul de Φ^* dans le cas des suspensions de carbonate de calcium conduit à une valeur $\Phi^* \approx 1\%$ ce qui est, en

ordre de grandeur, en bon accord avec la valeur trouvée expérimentalement ($\Phi^* \cong 0,3\%$).

Considérons maintenant la valeur de la fraction volumique Φ^{**} qui délimite le régime où il y a séparation sous l'effet de la pesanteur, du régime où la suspension ne se tasse pas. Lorsque Φ est supérieur à Φ^* , la suspension est gélifiée et une façon simple de déterminer Φ^{**} est de calculer la valeur de la fraction volumique au delà de laquelle le gel colloïdal formé est capable de soutenir son propre poids. La région du gel qui subit la contrainte la plus élevée est celle située au bas de l'échantillon ; elle doit en effet supporter tout le poids de la colonne de gel (si aucun autre effet tel que la friction sur les parois n'intervient). La contrainte maximale dans l'échantillon vaut alors : $\sigma_{\max} = \Delta\rho g \Phi H$ où H représente la hauteur de l'échantillon. Nous aurons deux situations : soit σ_{\max} est suffisamment grand pour entraîner une compaction du gel et il y aura séparation par gravité, soit σ_{\max} est faible et le gel restera homogène. Pour modéliser les propriétés mécaniques d'un gel colloïdal, une façon simplifiée est de supposer les déformations élastiques négligeables et de ne prendre en compte que les effets de déformations irréversibles dues aux restructurations et aux fractures des agrégats à l'intérieur du gel. Dans ce cas σ_{\max} sera comparé à la contrainte caractéristique du seuil de rupture σ^Y . En pratique, σ^Y dépend fortement de Φ : plus un gel est concentré plus sa résistance au tassement est forte. Nous choisirons pour cette dépendance : $\sigma^Y = \sigma_0 \Phi^\kappa$ où σ_0 représente le préfacteur et κ l'exposant dont la valeur peut être reliée à la dimension fractale des agrégats. Notons qu'une telle description permet également de calculer entre autre la hauteur d'équilibre du gel, et peut être utilisée dans d'autres problèmes comme le calcul de l'épaisseur du "cake" s'accumulant lors d'une filtration. En pratique, la valeur de κ est toujours très élevée ; dans le cas des suspensions de carbonate de calcium, l'étude de la hauteur d'équilibre du gel conduit à $\kappa = 5,5 \pm 0,5$ [8]. La comparaison de σ_{\max} et de $\sigma^Y(\Phi)$ permet de déterminer Φ^{**} :

$$(6) \quad \Phi^{**} = \left(\frac{\Delta\rho g H}{\sigma_0} \right)^{1/(\kappa-1)}$$

Tout d'abord, un des résultats les plus remarquables prédit par cette expression est la dépendance de Φ^{**} avec la hauteur de l'échantillon H . Cela signifie que plus la hauteur de la suspension est importante, plus la sédimentation est efficace et Φ^{**} élevée. A titre d'exemple, pour des suspensions de carbonate de calcium, Φ^{**} vaut 1,3% pour $H=1\text{cm}$, 2,1% pour $H=10\text{cm}$, 3,6% pour $H=1\text{m}$. Cet effet est une illustration typique des précautions à prendre lors de la généralisation de résultats obtenus en laboratoire à des problèmes mettant en jeu des échelles différentes. Notons que la valeur de Φ^{**} , qui correspond à la fraction volumique minimale pour former un gel stable en présence de gravité (Fig. 3), est beaucoup plus grande que la fraction volumique de gélification calculée en absence de gravité : $\Phi_{\text{gel}} \cong 5 \times 10^{-4}$ (cf. § 9.2.2).

9.3.2. Dynamique de la séparation

Aux deux régimes de séparation discutés dans le précédent paragraphe correspondent des cinétiques très différentes.

9.3.2.1. Régime dilué ($\Phi < \Phi^*$)

Tant que les agrégats n'ont pas atteint une taille suffisante pour que la sédimentation soit importante, l'évolution suit la même cinétique qu'en absence de gravité. Dès que leur taille devient suffisante (pour un temps $t > t_c$, cf. § 9.3.1.2), leur déplacement est essentiellement dû à la gravité ; l'évolution est alors peu différente de celle d'une suspension usuelle, mais il n'existe cependant pas de front net séparant le surnageant de la suspension. Ceci est dû au couplage entre l'agrégation et la sédimentation, responsable de la dispersion en taille des agrégats. Dans le cas d'une fraction volumique effective (φ_{eff}) très faible, la vitesse de sédimentation d'un agrégat U sera donnée par l'égalité entre son poids, réduit de la poussée d'Archimède ($4/3\pi\Delta\rho g a^3 N$), et la force de friction hydrodynamique. L'écoulement du fluide pénétrant peu à l'intérieur d'un amas, nous écrirons celle-ci comme la force de Stokes sur une sphère de rayon égal au rayon de l'amas ($6\pi\eta R U$) (cf. chapitre 8). L'expression de U sera cependant spécifique car pour un agrégat fractal la relation entre le rayon R et le nombre de particules le constituant N fait intervenir la dimension fractale D . L'expression de U est donnée par :

$$(7) \quad U \approx \frac{2}{9} \frac{\Delta\rho g a^2}{\eta} \left(\frac{R}{a} \right)^{D-1}$$

Il est possible d'utiliser cette relation pour déterminer la valeur de la dimension fractale à partir d'observations expérimentales. La valeur de D trouvée est supérieure à la valeur de la dimension fractale des amas formés par agrégation amas-amas brownienne ($D=1,78$) ; dans le cas des suspensions de carbonate de calcium, la valeur expérimentale est $D=2,2\pm 0,1$ [7]. Cette différence trouve son origine principalement dans les restructurations induites par les contraintes d'origine hydrodynamique qui apparaissent lors de la sédimentation des amas. En particulier, les branches des agrégats ont tendance à se recourber à cause de l'écoulement relatif du solvant ("backflow").

9.3.2.2. Régime semi-dilué ($\Phi^* < \Phi < \Phi^{**}$)

Contrairement au cas dilué, l'évolution de la suspension est ici très différente du cas des suspensions usuelles. Dans le régime semi-dilué, la suspension gélifie avant que la sédimentation ne devienne importante. En pratique, après un certain temps pendant lequel la position du front net séparant la suspension du surnageant clair varie linéairement en temps avec une vitesse lente, le déplacement du front s'accélère pour finalement ralentir et s'immobiliser lorsque la fin de la cinétique est atteinte (Fig. 4). Cette dynamique complexe fait intervenir plusieurs effets.

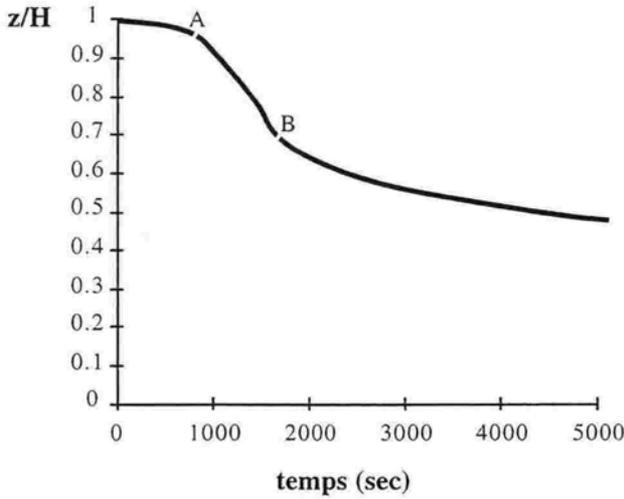


Fig. 4 - Cinétique observée dans le régime semi-dilué. Représentation schématique du placement du front de sédimentation au cours du temps. Des éruptions apparaissent à l'interface au temps t_A , et ce jusqu'au temps t_B .

L'élévation du front est liée à la formation de fractures dans le gel qui ouvrent des chemins préférentiels pour la remontée du solvant ; lorsque ceux-ci disparaissent, des panaches de suspension sont observés (Fig. 5). La vitesse lente observée avant fracturation varie en fonction de la fraction volumique des particules en suivant une loi tout à fait différente de celle des suspensions usuelles.

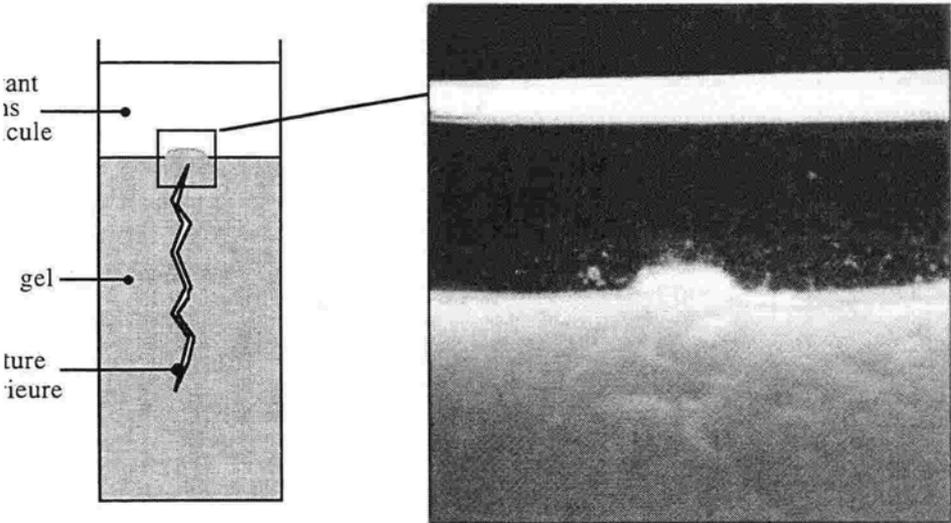


Fig. 5 - Photographie montrant le panache de particules entraînées par le solvant remontant à vers le gel fracturé (la largeur de la photographie correspond à 1cm).

Dans ce régime, la sédimentation correspond au tassement d'un gel, et la friction hydrodynamique qui résulte du déplacement relatif du gel et du fluide est reliée à la perméabilité à travers un empilement d'agrégats. Si l'on suppose les forces d'origine élastique négligeables, la vitesse de sédimentation dans ce domaine s'exprime en fonction de Φ simplement par une loi de puissance faisant intervenir un exposant lié à la dimension fractale des agrégats :

$$(8) \quad U \approx \Phi^{(1-D)/(3-D)}$$

Un très bon accord a été observé pour les mesures réalisées avec des suspensions de carbonate de calcium [6]. L'évolution observée après l'accélération du front est plus difficile à décrire et fait certainement intervenir à la fois les propriétés mécaniques d'un gel colloïdal, la topologie des fractures formées... Enfin, il est possible que cette évolution dépende du système considéré.

9.4. Conclusion

Ces dernières décennies ont apporté des progrès considérables dans la compréhension de phénomènes complexes tels que celui du couplage agrégation-sédimentation dans les suspensions colloïdales, phénomènes qui relèvent à la fois de la physique, de la chimie et de la géométrie fractale. Ces progrès ont permis le développement d'outils utiles pour résoudre de nombreux problèmes. Ils permettent aujourd'hui d'expliquer des "recettes" connues depuis des millénaires comme la formulation de l'encre de Chine ou la décantation des particules en suspension dans le Nil par les égyptiens du Nouvel Empire. Ils constituent et constitueront aussi des éléments de base pour la compréhension de nombreux phénomènes naturels.

9.5. Références

1. **Daoud, M., et Williams, C.**, 1995. *La Juste Argile*. Les Editions de Physique.
2. **Russel, W.B., Saville, D.A., et Schowalter, W.R.**, 1989. *Colloidal Dispersions*. Cambridge University Press.
3. **Gouyet, J.F.**, 1992. *Physique et Structures Fractales*. Masson.
4. **Jullien, R.**, 1992. The Application of Fractals to Colloidal Aggregation. *Croatica Chemica Acta*, 65, 215-235.
5. **Wafra, M.**, 1994. *Sédimentation en présence d'agrégation dans les suspensions colloïdales : Etude expérimentale des suspensions de carbonate de calcium*. thèse de l'Université Paris XIII.
6. **Allain, C., Cloitre, M., et Wafra, M.**, 1995. Aggregation and sedimentation in colloidal suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1478-1481.
7. **Allain, C., Cloitre, M., et Parisse, F.**, 1996. Settling by cluster deposition in aggregating colloidal suspensions. *J. Colloid and Interface Science*, 178, 411-416.
8. **Senis, D., et Allain C.**, 1997. Sedimentation and compaction of calcium carbonate aggregating suspensions. *Journal de l'IFP*, 52, 191-198.

Physico-chimie et rhéologie des mélanges argile-eau

Philippe Coussot et Henri Van Damme

10.1. Introduction

Les particules d'argiles des mélanges boueux possèdent trois caractéristiques essentielles. Ce sont des particules anisotropes, elles sont de taille colloïdale ou à la frange du domaine colloïdal et elles sont, à des degrés divers, électriquement chargées. Cette combinaison de propriétés les distingue des autres grains de taille supérieure que l'on peut trouver dans les boues. Certaines particules d'argile sont, en outre, déformables. Tous ces éléments (taille, forme, déformabilité, charge électrique) (§ 10.2) interviennent dans les interactions entre particules dans un mélange boueux aqueux et conditionnent d'une part l'organisation des mélanges eau-argiles au niveau de la microstructure (§ 10.3) et d'autre part le comportement mécanique de ces milieux (§ 10.4).

10.2. Minéralogie

D'un point de vue minéralogique, les argiles forment une famille extrêmement diverse (voir par exemple [1-2]). Ce sont toutes des phyllosilicates dont l'ossature essentielle est une couche bidimensionnelle continue de tétraèdres d'atomes oxygène coordonnant des atomes de Si et, éventuellement, de Al ou Fe. Cette couche tétraédrique est liée à une couche à coordinance tétraédrique dans laquelle des oxygènes ou des hydroxyles (OH) coordonnent des cations Al^{3+} , Mg^{2+} , Fe^{3+} , Fe^{2+} ou Li^+ (Fig. 1) La structure formée en liant une couche octaédrique à une couche tétraédrique est appelée un feuillet 1:1 dont l'épaisseur est d'environ 0.7 nm. En liant une couche tétraédrique de chaque côté d'une couche octaédrique, on forme un feuillet 2:1, dont l'épaisseur est d'environ 0.9 nm.

Les feuillets 1:1 et 2:1 ne sont pas forcément électriquement neutres. Des substitutions ioniques dans le réseau cristallin peuvent induire un déficit de charge positive, ce qui se traduit par une charge nette négative. La neutralité électrique est alors préservée par des espèces interfoliaires, qui peuvent être des cations anhydres (K^+) comme dans les micas, des cations hydratés comme dans les smectites ou une couche continue d'hydroxydes comme dans les chlorites.

Le type de feuillet, sa charge et la nature des espèces interfoliaires sont à la base de la classification des argiles. Chaque famille présente des caractéristiques structurales, morphologiques et colloïdales spécifiques.

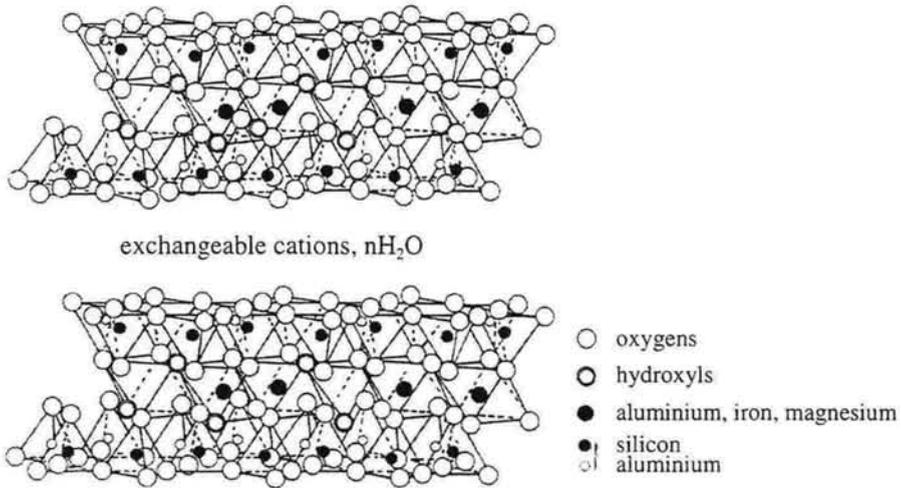


Fig. 1 - Structure des feuillets de montmorillonite, une argile gonflante typique de la famille des smectites. Dans chaque feuillet, on peut distinguer une couche centrale à coordinence octaédrique, enserrée entre deux couches à coordinence tétraédrique. La même structure interne aux feuillets vaut pour les illites. Dans les smectites naturelles des sols, les feuillets sont faiblement liés par des cations comme Ca^{2+} ou, plus rarement, Na^+ et l'eau pénètre facilement dans l'espace interfoliaire, ce qui conduit, dans un premier temps, à l'hydratation des cations puis, dans un second temps, au gonflement osmotique.

‡ La kaolinite (Fig. 2) est une argile 1:1 typique, avec une charge de réseau nulle. Il n'y a pas d'espèces interfoliaires et les feuillets s'empilent en étant liés les uns aux autres par des liaisons hydrogène et des forces de van der Waals. Les cristallites qui résultent de cet empilement sont des *plaquettes rigides* (particules), dont l'extension latérale est typiquement de quelques centaines de nm et l'épaisseur de quelques dizaines de nm. L'eau ne pénètre pas l'espace interfoliaire des kaolinites. Malgré l'absence de charge de réseau permanente, les équilibres acide-base des groupes $-OH$ présents sur les surfaces latérales des plaquettes confèrent aux particules de kaolinite une faible charge électrique qui dépend du pH: positive en milieu acide, lorsque ces groupes sont sous forme $-OH_2^+$; négative en milieu basique lorsqu'ils sont sous forme $-O^-$.

‡ Les smectites ont des propriétés pratiquement opposées aux kaolinites. La charge de leurs feuillets 2:1 est importante (de l'ordre de 0.7 charge négative par maille) et est compensée par des cations interfoliaires hydratés qui, dans les smectites naturelles, sont le plus souvent des ions calcium, magnésium ou sodium. L'énergie d'hydratation importante de ces ions permet à l'eau de pénétrer l'espace interfoliaire (c'est le gonflement intracristallin), ce qui les rend facilement échangeables par d'autres cations métalliques ou organiques. Cette expansion peut éventuellement se poursuivre jusqu'à de très grandes distances de séparation, par des forces de répulsion de nature entropique lorsque les cations compensateurs forment une double couche diffuse autour des particules (cf. chapitre. 9) (c'est le gonflement osmotique). Chaque feuillet 2:1 a une extension latérale extrêmement



Fig. 2 - Cliché de kaolinite, obtenu par microscopie électronique à balayage. La rigidité des cristaux en forme de plaquettes et leur mise en ordre à l'échelle locale, sous forme d'empilements de plaquettes, apparaît clairement.

grande par rapport à son épaisseur. Dans les argiles de gisement, elle atteint $1 \mu\text{m}$. Dans les argiles de sol, elle est plus réduite. Pris isolément, les feuillets sont extrêmement flexibles mais cette flexibilité diminue lorsqu'ils sont accolés par des cations interfoliaires hydratés. Les représentants les plus fréquents de la famille des smectites sont les *montmorillonites* (dont le nom commercial, moyennant une pureté minimale, est *bentonite*) et les *hectorites*.

‡ Les *illites* sont proches des smectites, mais avec deux différences notables: le déficit de charge dû aux substitutions est plus élevé ($\sim 1,6$ charge par maille) et les cations interfoliaires sont tous des ions K^+ . Ceux-ci ont la particularité de pouvoir s'imbriquer étroitement dans les cavités formées par les atomes d'oxygène de surface des feuillets contigus, ce qui les rend non hydratés et non échangeables. Les feuillets 2:1 s'empilent donc, solidement liés les uns aux autres pour former des cristallites en forme de plaquettes (particules) qui ne s'expansent pas dans l'eau, comme dans les kaolinites. Seuls les ions potassium localisés sur les surfaces externes des cristallites sont échangeables, ce qui ne représente plus que 10 à 20% de la charge cristalline totale.

‡ Les *chlorites* sont des minéraux 2:1 dans lesquels la charge du réseau est compensée par une couche interfoliaire d'hydroxyde de magnésium (brucite). Comme les illites, les chlorites ne s'expansent pas et forment des plaquettes rigides (particules), faiblement chargées.

‡ Enfin, on rencontre également des *minéraux interstratifiés*, qui résultent de l'empilement de feuillets ou de paquets de feuillets appartenant à des familles différentes. On trouve généralement des interstratifications smectites-illites et smectites-kaolinites. Malgré une charge de réseau élevée, ces interstratifiés n'ont

qu'une charge "efficace" (échangeable) relativement faible car une fraction importante des espaces interfoliaires n'est pas accessibles.

‡ Les argiles fibreuses forment un dernier groupe important, surtout pour les applications industrielles. *La sépiolite et la palygorskite* (ou attapulgite) sont les membres les plus fréquents de cette famille. Leur structure cristalline est celle de feuillets 2:1, mais l'extension latérale de ces feuillets est limitée à quelques tétraèdres et octaèdres, ce qui transforme les feuillets en rubans à section rectangulaire. Ces rubans (particules) dont l'épaisseur est celle d'un feuillet 2:1 (soit 0,9 nm) et l'extension latérale de 3 nm environ sont liés les uns aux autres en laissant des canaux de la même taille dans lesquels des cations hydratés peuvent se loger. Morphologiquement, les argiles fibreuses se présentent sous forme d'aiguilles rigides et fragiles (palygorskite) ou de fibres plus ou moins flexibles (sépiolite), faiblement chargées. Une sépiolite typique est formée de fibres de 2 à 3 μm de long et dont le diamètre est de 100 nm environ (Fig. 3).

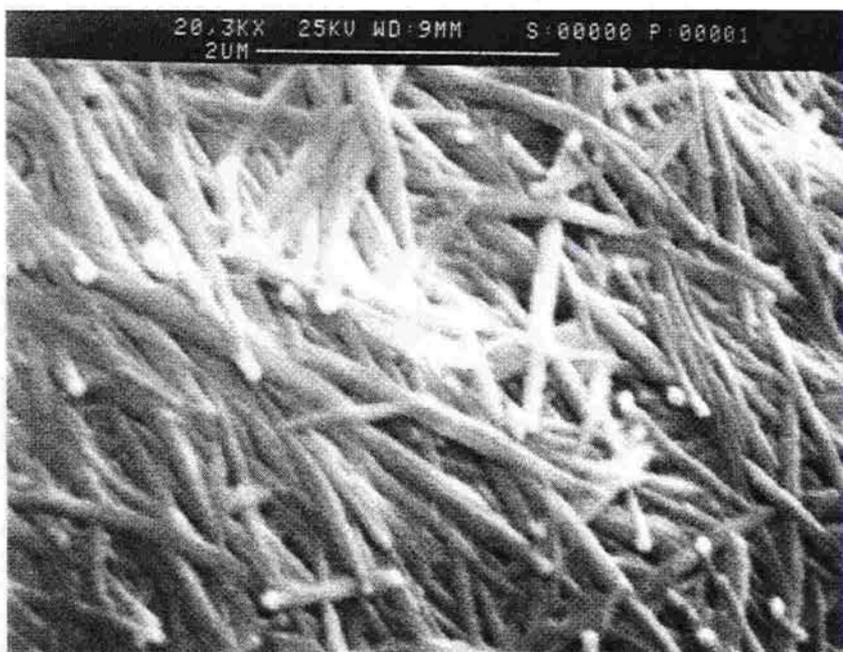


Fig. 3 - Cliché (microscopie électronique par transmission) d'une argile fibreuse, la sépiolite.

En résumé, on peut donc distinguer plusieurs pôles, selon la charge, la surface accessible à l'eau, la morphologie et la rigidité des particules ⁽¹⁾ d'argile. Les smectites idéales ont une charge efficace et une surface accessible à l'eau élevées, et leurs particules sont des feuillets flexibles. Les illites ont une surface accessible à l'eau et une charge échangeable plus faibles et leurs particules sont des plaquettes rigides. Les chlorites sont dans le même cas. Les kaolinites ont une charge de

⁽¹⁾ Le terme particule (ou objet) est utilisé pour qualifier l'élément de base de l'argile considéré, qui n'est pas susceptible de se détruire lors de manipulations ordinaires : il s'agit d'un feuillet dans le cas des smectites, de cristallites (quasi-cristaux) formés par l'empilement de feuillets dans les autres cas.

réseau cristallin quasi-nulle et leurs particules sont également des plaquettes rigides, mais ils peuvent se présenter sous forme très divisée, ce qui peut leur donner une surface non négligeable. Les interstratifiés peuvent présenter toutes les situations intermédiaires.

Les principales familles évoquées ci-dessus ne se trouvent à l'état (presque) pur que dans certains gisements géologiques. Dans les boues argileuses naturelles, c'est un mélange complexe que l'on trouve. Les argiles les plus fréquentes sont les illites, les chlorites, les kaolinites, les interstratifiés et enfin les smectites de type montmorillonite plus ou moins riches en Fe(II) ou Fe(III) et interstratifiées.

10.3. L'organisation des mélanges argile-eau

La description qui suit est inspirée de la physique des polymères [3]. On distinguera un régime dilué dans lequel les objets ne sont pas susceptibles d'entrer en contact les uns avec les autres, un régime semi-dilué dans lequel ils arrivent au contact et s'enchevêtrent ou se recouvrent partiellement et enfin un régime concentré où ils sont totalement enchevêtrés et/ou empilés. Cette classification s'applique particulièrement aux smectites. Elle ne préjuge en rien des propriétés rhéologiques (un système dilué peut, par exemple, se gélifier sous l'action d'interactions à longue portée).

10.3.1. Le régime dilué

Une montmorillonite en suspension même très diluée (fractions volumiques inférieures à 10^{-2} , typiquement) dans de l'eau ou une solution à très faible force ionique n'est que rarement formée de feuilletts élémentaires indépendants. Le plus souvent, les feuilletts s'agrègent en paquets formés de quelques feuilletts parallèles séparés par une distance égale à quelques diamètres de molécules d'eau (quelques dixièmes de nanomètre) (Fig. 4). De tels paquets ont été appelés (improprement, dans le contexte actuel de la cristallographie) "*quasi-cristaux*" [4]. Leur mise en évidence a été faite directement par diffraction des rayons X [5] ou plus indirectement par diffusion de lumière [6-7], mesures de viscosité [7], par comparaison entre pression de gonflement calculées et mesurées [8] et par mesure de l'effet d'exclusion d'anions [9-10] et enfin par RMN [11]. L'ensemble des résultats indique que les feuilletts sont pratiquement isolés dans les suspensions de montmorillonite- Li^+ , que l'agrégation commence faiblement (nombre moyen de feuilletts par paquet inférieur à 2 en moyenne) dans le cas des smectites Na^+ et qu'elle se poursuit selon la série $\text{Li}^+ < \text{Na}^+ < \text{K}^+ < \text{Cs}^+ < \text{Mg}^{2+} < \text{Ca}^{2+}$ pour atteindre 7 feuilletts par paquet dans le dernier cas. Il ne faut pas confondre ces agrégats, formés par des interactions attractives à courte portée, avec les domaines organisés dans lesquels les feuilletts sont également parallèles les uns aux autres, mais séparés par des distances beaucoup plus grandes, qui apparaissent dans les suspensions diluées de montmorillonites saturées par des cations monovalents. Il est vraisemblable que ce sont les forces de corrélation ionique et, dans le cas d'ions très chargés, la composante énergétique attractive des interactions électrostatiques,

modulées par l'hydratation des cations interfoliaires, qui sont responsables de la formation de ces "quasi-cristaux".

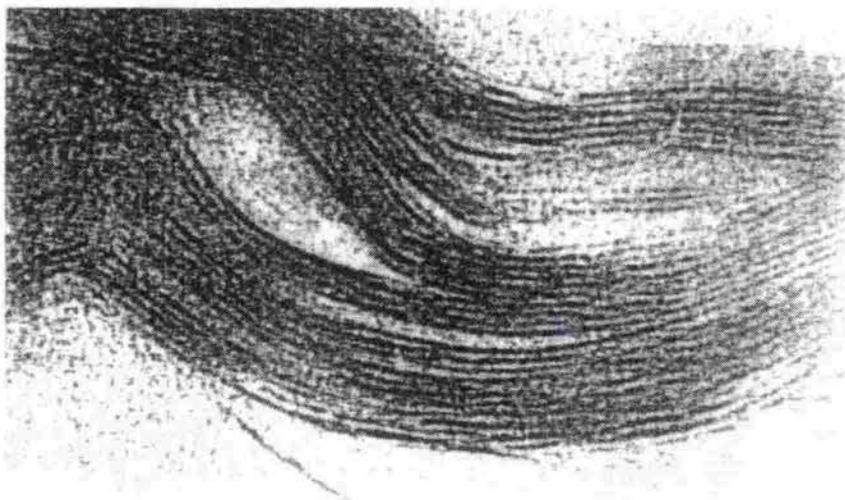


Fig. 4 - Cliché à fort grandissement d'une boue de montmorillonite, obtenu par microscopie électronique par transmission sur coupe ultramince après échange de solvant et inclusion dans une résine. On peut ainsi voir la relativement grande déformabilité des feuillets élémentaires d'épaisseur nanométrique (traits noirs) et leur empilement local sous forme "quasi-cristalline".

Un autre type d'assemblage apparaît dans les suspensions diluées de montmorillonites saturées par des cations monovalents: ce sont des domaines organisés de taille finie dans lesquels les feuillets sont également parallèles les uns aux autres, mais séparés par des distances beaucoup plus grandes (typiquement d'une dizaine à une centaine de nm [12]) que dans le cas des "quasi-cristaux". Ces assemblages sont appelés *tactoïdes* [13], d'après le nom donné par I. Langmuir aux domaines organisés de colloïdes lamellaires ou fibreux, capables de diffracter la lumière [14].

La structure des dispersions de cristallites rigides de kaolinite ou d'illites en régime dilué n'appelle pas de description particulière. Aucun phénomène d'organisation interparticulaire n'apparaît. Les objets restent indépendants et n'interagissent pratiquement pas, ce qui est attendu dans la mesure où ils sont beaucoup moins chargés que les feuillets de smectite.

10.3.2. Le régime semi-dilué

C'est le régime qui commence lorsque les volumes exclus ⁽¹⁾ des objets, ou particules (feuillets individuels, "quasi-cristaux" ou cristallites) commencent à se

⁽¹⁾ Le volume exclu d'un objet est défini par le fait que deux objets dont les volumes exclus s'interpénètrent sont en général conduits à modifier leur position dans l'espace (alignement, écartement, etc.) pour des raisons purement géométriques.

recouvrir (Fig. 5). Pour des objets aussi anisotropes que des monofeuillets de smectite, ce seuil est très rapidement atteint. Pour des disques de silicate de 1 nm d'épaisseur et de 1 μm de diamètre, on atteint le régime semi-dilué à une concentration volumique de 0,11%. Cette valeur est obtenue en remarquant que la concentration maximale pour laquelle les disques ne se gênent pas lorsqu'ils tournent autour de leur centre de gravité correspond à une configuration hexagonale compacte de sphères fictives où les disques seraient centrés aux centres de ces sphères. Dans ce cas la concentration est égale au rapport du volume d'un disque et du volume de la sphère correspondante, multiplié par 74%, la concentration des sphères.

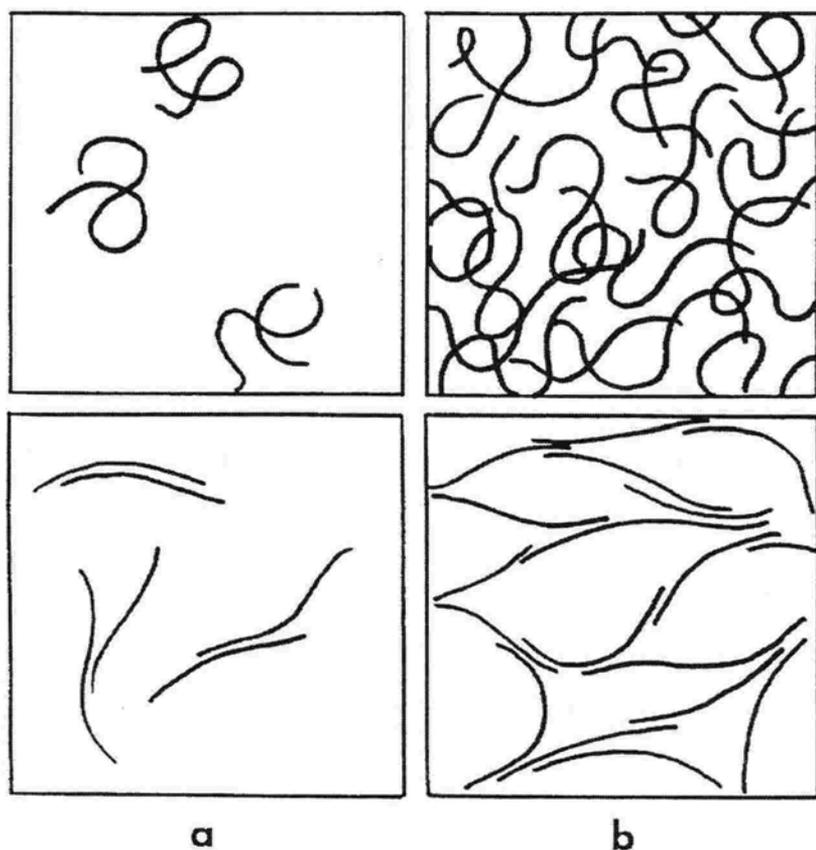


Fig. 5 - Illustration de l'analogie entre les régimes dilué (a) et semi-dilué (b) dans les solutions de polymères et les mêmes régimes dans les boues de smectites.

Le premier modèle proposé pour décrire le régime dans lequel les particules de smectites commencent à entrer en contact pour former un réseau connecté est le modèle du château de cartes [15]. Le modèle repose sur l'hypothèse que les bords de feuillets de montmorillonite ou des plaquettes de kaolinite peuvent avoir, aux pH suffisamment acides (en dessous de leur point isoélectrique), une charge de

signe opposé (positive) à celui des surfaces basales. Pour reprendre l'image mythologique de van Olphen [15], les feuillets ont alors un caractère Janus. Dans ces conditions, la logique électrostatique veut que les particules s'assemblent par des contacts bord-face et puissent former un assemblage connecté en château de cartes. Si les feuillets sont préalablement agrégés en "quasi-cristaux", c'est un château de jeux de cartes qui se formerait. Le contact bord-face n'est en fait qu'un des modes possibles. Dans d'autres conditions, ce seraient les associations face-face ("quasi-cristaux") ou bord-bord qui pourraient être favorisées (pour ces dernières, essentiellement dans le cas des kaolins [16-17]).

C'est sur la base d'observations rhéologiques que van Olphen a conçu l'existence de structures connectées en château de cartes et d'associations bord-bord ou face-face. L'hypothèse du château de cartes comme mode principal d'organisation pour la formation de gels de smectites a servi de cadre d'interprétation à de nombreuses études du même type [18-20] mais d'autres travaux ont abouti à nier l'existence de tels assemblages [21-23]. Néanmoins, la nomenclature même (BF, FF, BB) a continué à être utilisée pour décrire (ou imaginer) la structure des suspensions.

Ce sont les observations par des techniques de microscopie électronique "douces" (échanges de solvants suivis d'ultramicrotomie; cryofracture) [24-26] qui ont permis de dépasser la controverse en proposant une vision différente de la structure des suspensions semi-diluées de smectites. La garantie d'absence de perturbation lors de la préparation des échantillons n'étant jamais absolue, la diffusion des rayons X aux petits angles a été intensivement utilisée pour vérifier et compléter les informations issues de la microscopie [27-30].

Le schéma qui émerge des études de Pons et coll. [27] sur la diffraction et la diffusion des rayons X aux petits angles est un système hétérogène formé de feuillets isolés et de "particules" comprenant un nombre variable de feuillets parallèles. Ce nombre est faible (4 à 5) et les distances interfoliaires au sein des "particules" sont élevées (8 nm) dans le cas des suspensions semi-diluées de montmorillonite-Na. Il est plus important (40) et les distances interfoliaires au sein des "particules" sont plus faibles dans les smectites-Ca. L'addition de sel aux suspensions de montmorillonite-Na ou une diminution de leur teneur en eau réduit les distances interfoliaires et augmente le nombre de feuillets par "particule".

L'étude de la distribution des distances interfoliaires dans les "particules" montre que la structure est en général un mélange de structure de type tactoïde, avec des distances interfoliaires correspondant à des répulsions de doubles couches, supérieures à 4 nm (en fait, le système peut présenter une distribution plus ou moins large de distances de ce type), et d'empilements de type "quasi-cristaux", avec des distances interfoliaires correspondant à des états hydratés, toujours inférieurs à 2 nm. Aucune distance intermédiaire entre ces deux limites n'est observée, ce qui montre la coupure nette entre le domaine des forces d'hydratation et de corrélation ionique et le domaine des forces osmotiques de double couche [31].

La microscopie électronique par transmission [24-26] confirme ce schéma. A une échelle supérieure (micrométrique et au delà), la microscopie à balayage révèle une *structure alvéolaire*. Le système est formé de pores lenticulaires, d'autant plus aplatis que la teneur en eau est faible. La plus grande dimension des pores est de l'ordre du micromètre. Les parois des pores, étudiées en détail par microscopie en

transmission sur coupe ultramince, sont en général formées de plusieurs feuillets, mais ce sont surtout les zones de chevauchement et d'enchevêtrement, à la jonction des pores, qui possèdent une structure analogue des "particules" révélées par la DPAX, même si la microscopie révèle systématiquement des structures plus "comprimées" que la DPAX (ceci est attribué aux échanges de solvant utilisés dans la préparation des échantillons). Touret et coll. [30] complètent le schéma en proposant un enchaînement hiérarchique de particules, d'agrégats et d'associations d'agrégats avec, selon la même séquence, une porosité lenticulaire intraparticulaire, une porosité interparticulaire et enfin une porosité interagrégats. Fait important, aucune association de type bord-face n'a été observée dans ces diverses études. Vali et Bachman [32] aboutissent à la même conclusion.

L'élément essentiel qui permet au système de réaliser cette structure en pores lenticulaires, sans associations bord-face, est la *flexibilité* des feuillets et de leurs paquets. Compte tenu de l'extension latérale très grande des feuillets ($\sim \mu\text{m}$), un même feuillet peut se trouver imbriqué dans un empilement dense à un endroit et se retrouver à distance beaucoup plus grande de ses voisins à un autre. Pour intégrer cette composante, Van Damme et al. [33] proposent un modèle de réseau lenticulaire connecté, formé par agrégation aléatoire de feuillets. Ce type de structure pourrait posséder une structure autosimilaire à courte échelle (l'épaisseur des parois) et une longueur caractéristique (pseudopériodicité des pores) à plus grande échelle.

Une étude récente des suspensions de montmorillonite sodique par diffusion des rayons X aux très petits angles [34], dans un domaine des vecteurs de diffusion capable d'explorer les grandes distances ($\sim \mu\text{m}$), aboutit à la conclusion que le système peut se décrire comme un milieu biphasique constitué de poches d'eau au sein d'une matrice constituée d'un mélange argile-eau. Il n'est pas difficile de voir que cette représentation correspond bien à celle issue des études évoquées plus haut.

Un système modèle intéressant, car formé de particules présentant à la fois des particularités propres aux smectites (par la charge) et d'autres propres aux kaolinites et illites (par la rigidité) est le système laponite-eau. Les feuillets de laponite-Na dans l'eau sont bien individualisés [34-36]. Ils portent une densité de charge du même ordre de grandeur que celle des montmorillonites. Néanmoins, par leur faible extension latérale (~ 25 nm), ces feuillets sont bien moins déformables que les grands feuillets de montmorillonite. Lorsqu'un mélange de laponite-Na et d'eau est progressivement concentré, on observe une transition sol-gel à des fractions volumiques bien inférieures à 1% [35]. L'interprétation des spectres de diffusion des rayons X aux petits angles [34-35] conduit à admettre l'existence de grandes poches d'eau séparées par des domaines enrichis en argile, comme dans le régime semi-dilué des smectites à grands feuillets souples. Mais dans les régions enrichies en argile, les feuillets quasi-rigides de laponite forment des domaines (mal) orientés du même type que ceux formés par les plaquettes rigides de kaolinite en régime concentré, mais avec des distances interfeuillets beaucoup plus grandes dues aux répulsions de doubles couches.

10.3.3. Le régime concentré

L'extraction ou l'expulsion de quantités d'eau croissantes d'une suspension de smectite-Na ou -Ca écrase le système de pores. Ceux-ci deviennent de plus en plus anisotropes et l'orientation moyenne des feuillettes tend à s'aligner, tandis qu'en même temps, l'épaisseur des "particules" augmente. Ceci implique nécessairement un enchevêtrement croissant et un glissement latéral de feuillettes ou de paquets de feuillettes les uns sur les autres [26]. Cet enchevêtrement se poursuit jusqu'au point où les mouvements se bloquent par les forces de friction: c'est le point d'entrée d'air. Le système ne peut plus perdre d'eau en se contractant tout en restant saturé d'eau. Un ménisque apparaît. Plus les parois de pores sont minces et donc flexibles (montmorillonite-Na à très faible force ionique), plus la contraction et l'augmentation de compacité peut se poursuivre. Plus les parois sont épaisses et rigides (montmorillonite-Na en présence de sel ou montmorillonite-Ca), plus le blocage et le point d'entrée d'air apparaissent précocement.

Le régime concentré des argiles à plaquettes rigides neutres ou faiblement chargées (kaolinites et illites) représente la poursuite de cette logique jusqu'à son terme. Les objets sont non déformables, et ne peuvent interagir que par leurs interactions de volume exclu et les forces de friction au contact. Pour autant que leur taille le permette, elles sont cependant soumises au mouvement brownien, ce qui facilite les réarrangements structuraux locaux. Quand un système d'objets de ce type se concentre, il se forme spontanément des *domaines* dans lesquels les objets sont grossièrement alignés parallèlement les uns aux autres, à très courte distance [24], par des effets de volume exclu, comme dans les cristaux liquides. A l'échelle locale, le parallélisme n'est pas parfait et il existe des contacts entre particules, mais ces contacts sont extrêmement localisés (les arrêtes des plaquettes, ou leurs sommets). Le système ressemble à un château de cartes effondré ou partiellement effondré.

10.4. Comportement mécanique

10.4.1. Généralités

Nous nous intéressons maintenant aux propriétés mécaniques des mélanges eau-argiles. Seuls sont envisagés ici des mélanges eau-argiles stables (cf. chapitre 9), c'est-à-dire que les mélanges au sein desquels des phénomènes d'agrégation plus ou moins irréversibles sont susceptibles de se produire ne sont pas pris en compte. La description physique de ces systèmes présentée § 10.3 reposait essentiellement sur des considérations géométriques. Dans le cadre de la présente section, ce sont essentiellement les interactions (forces) entre particules qui doivent être pris en compte. Comme nous l'avons déjà signalé, il n'existe pas nécessairement de lien direct entre les résultats de ces deux approches.

Au sein d'une suspension suffisamment concentrée, chaque particule est entourée d'autres particules qui exercent des forces colloïdales (cf. chapitre 9) sur elle. Lorsque la suspension est laissée au repos la répartition statistique des particules atteint progressivement l'équilibre vis à vis des différentes forces auxquelles sont

soumises les particules (mais les particules individuellement ne sont pas fixées, par mouvement brownien elles peuvent changer de position). Lors d'un écoulement (macroscopique) des efforts sont appliqués aux particules qui tendent d'abord à modifier la répartition d'équilibre des particules dans la suspension. Au cours du mouvement (macroscopique) cette répartition peut être amenée à se trouver provisoirement dans des situations d'équilibre. Lorsque la suspension est à nouveau laissée au repos la répartition des particules rejoint progressivement une nouvelle situation d'équilibre. Tout se passe finalement comme si les particules étaient tenues entre elles par des liens susceptibles de se briser et de se reformer au cours d'un mouvement. Cette approche a été suggérée par Mewis [37]. Lorsque la concentration solide (ϕ) est plus grande qu'une concentration critique (ϕ_c), ces liens forment un réseau continu d'un bout à l'autre du mélange. Dans ce cas, pour provoquer un écoulement, il faut appliquer une contrainte suffisante (seuil) pour briser le réseau de liens. Ici nous appellerons ce type de mélange des suspensions concentrées. Les autres mélanges seront appelés suspensions diluées. La détermination de la limite exacte entre ces deux catégories est délicate en pratique car elle nécessite d'être capable de détecter des contraintes très faibles (correspondant à la résistance du premier réseau qui se forme ⁽¹⁾). Il est important de noter à nouveau que, même si des termes identiques sont parfois utilisés, *cette classification est indépendante de celle proposée § 10.3 pour décrire la structure des mélanges*. Il n'existe pas encore de classification unifiée parce que les observations de la structure interne en cours d'écoulement nécessite des techniques couplées encore difficiles à mettre en oeuvre.

10.4.1.1. Suspensions diluées

Les particules d'argiles immergées dans l'eau s'entourent de double-couches (cf. chapitre 9) qui participent aux interactions entre particules citées précédemment. Pour une suspension diluée deux cas peuvent être envisagés selon que le recouvrement des double-couches est négligeable ou significatif.

Dans le premier cas (recouvrement négligeable) les particules sont très éloignées les unes des autres et l'on pourrait s'attendre à ce que la viscosité de la suspension soit donnée par la formule d'Einstein (cf. chapitre 7). Ce n'est pas le cas car le comportement de l'eau comprise dans les double-couches est différent de celui de l'eau éloignée des particules. Ces double-couches ne peuvent pas non plus être considérées comme des solides. Finalement une suspension eau-argiles très diluée ne peut être considérée comme une suspension de particules non-colloïdales rigides dans de l'eau.

Considérons une suspension telle que ϕ est beaucoup plus petit que δ^3 , où δ est le rapport entre l'épaisseur des double-couches et une longueur caractéristique des particules. Dans ce cas le recouvrement des double-couches est négligeable mais celles-ci peuvent se déformer. Pour des particules sphériques de rayon R , l'influence de ces déformations sur le comportement de la suspension est négligeable quand Ne , le rapport des forces électriques et des forces visqueuses, qui s'écrit :

⁽¹⁾ La valeur de cette résistance critique, qui donne lieu à un seuil de contrainte, varie selon le système étudié.

$$(1) \quad Ne = \frac{\epsilon_0 \Psi_0^2}{6\pi\mu\gamma R^2}$$

est beaucoup plus petit que 1. Dans cette formule, ϵ_0 est la constante diélectrique de l'eau, μ la viscosité de la suspension, γ le gradient de vitesse et Ψ_0 le potentiel électrique à la surface des particules. Dans ce cas la viscosité du mélange eau-argiles (μ) peut être déterminée à l'aide de la formule d'Einstein (cf. Chapitre 7). Quand Ne est très supérieur à 1, les effets électriques ne sont plus négligeables et la viscosité de la suspension peut être estimée à l'aide la formule de Booth [38] pour des faibles valeurs du nombre de Peclet (Pe) :

$$(2) \quad \mu = \mu_0 [1 + 2.5(1 + q^2 Pe Z(\delta)) \phi]$$

avec $q = eQ/4\pi\epsilon_0 k\theta$ et $Pe = 3\pi R^3 \mu \gamma / k\theta$, où Q est la charge électrique totale à la surface de la particule, θ la température, k la constante de Boltzmann, et e la charge unitaire (de l'électron). La partie principale de la fonction $Z(\delta)$ est proportionnelle à δ^4 quand δ tend vers zéro et proportionnelle à δ quand δ tend vers l'infini. Le nombre de Peclet exprime le rapport des dissipations d'énergie visqueuses et de celles dues à l'agitation thermique. Lorsque Pe est faible ($\ll 1$) les mouvements browniens jouent donc un rôle prédominant. Des expressions dérivées de (2) mais prenant en compte les caractéristiques physiques particulières des particules d'argile (particules aplaties, cations échangeables dans la double-couche) n'ont pas encore été établies.

On connaît mal le comportement des suspensions diluées pour lesquelles le recouvrement des double-couches est significatif. Les suspensions diluées posent en général des problèmes expérimentaux difficilement surmontables : les rhéomètres doivent être capable de détecter des contraintes très faibles ; lors de tests longs la sédimentation peut devenir significative. Ainsi en particulier, la transition entre une suspension diluée et une suspension concentrée reste un problème ouvert. Par exemple les données de Vali and Bachmann [32] ne peuvent pas être considérées comme une démonstration pertinente de la transition d'un comportement newtonien à un comportement viscoplastique parce leurs données concernent des gradients de vitesse trop élevés et sont présentées dans un diagramme linéaire (au lieu d'un diagramme logarithmique). Mentionnons cependant les suggestions et résultats de Güven [39] probablement valables pour des suspensions diluées : aux faibles gradients de vitesse, la viscosité (newtonienne) de la suspension est relativement élevée du fait des mouvements browniens des particules ; pour des gradients de vitesse plus élevés, les forces liées au cisaillement tendent à briser les flocs (agrégats) et à orienter les particules selon des lignes, ce qui donne lieu à une diminution de la viscosité ; aux forts gradients de vitesse, un rhéopaisissement de la suspension pourrait résulter d'une nouvelle transition ordre-désordre.

10.4.1.2. Suspensions concentrées

Pour une suspension eau-argiles concentrée, il faut tenir compte de l'existence du seuil de contrainte dans l'expression du nombre de Peclet. Pour cela on peut utiliser le nombre de Peclet généralisé $Pe_c = 3\pi R^3 \tau_c / k\theta$ dans lequel la contrainte caractéristique des dissipations visqueuses est le seuil de contrainte (τ_c). En supposant que le diamètre caractéristique des particules est $1 \mu\text{m}$ et que la valeur minimum ⁽¹⁾ du seuil de contrainte est $0,1 \text{ Pa}$, on trouve que Pe_c est plus grand que 2000 à la température ordinaire. Les mouvements browniens sont donc négligeables devant les interactions colloïdales. Aux gradients de vitesse élevés, les effets hydrodynamiques, dus aux déformations de l'eau interstitielle peuvent devenir prédominants. Ceci se produit en général lorsque $\Gamma = \mu\dot{\gamma} / \tau_c$ est plus grand que 50 où μ est la viscosité de la suspension équivalente (même fraction solide totale) de sphères dans l'eau. Dans la plupart des situations d'écoulement pratiques on a $\Gamma \ll 10$ et $Pe \gg 10$, les effets colloïdaux sont donc prépondérants.

10.4.1.2.1. Seuil de contrainte et rhéofluidification

En régime permanent les suspensions eau-argiles concentrées sont en général des fluides à seuil rhéofluidifiants [40-51]. Certains auteurs ont cependant observé un rhéopaississement [22, 52], mais il est probable que les expériences de rhéométrie étaient mal maîtrisées. En effet la rhéométrie des suspensions concentrées, et en particulier des mélanges eau-argiles, est une technique simple dans ses principes théoriques mais beaucoup délicate à mettre en oeuvre : de nombreux effets perturbateurs (glissements aux parois, fracture, effets de bord, ségrégation, etc.) (cf. par exemple [51, 53]), non nécessairement détectables par un non-spécialiste, peuvent perturber les expériences et conduire à des résultats qui ne correspondent pas au comportement macroscopique du milieu continu étudié.

Des exemples de courbes d'écoulement obtenus pour des mélanges eau-argiles à vitesse contrôlée sont présentées dans les figures 6 et 7. La contrainte tangentielle tend clairement vers une valeur finie aux faibles gradients de vitesse, qui correspond au seuil de contrainte en dessous duquel il ne peut y avoir écoulement. Des expériences à contrainte contrôlée ont confirmé l'existence de ce seuil [51, 53]. Divers modèles mathématiques de fluide à seuil peuvent être utilisés pour représenter le comportement de ces suspensions [54-55]. Le modèle de Herschel-Bulkley [56] (cf. chapitres 4 et 7) apparaît comme une très bonne solution puisqu'on peut en général le caler sur les données obtenues dans une large gamme de gradients de vitesse [57-60]. En outre le seuil de contrainte obtenu par ce type de calage est souvent très proche du seuil de contrainte réel [51, 53, 61-62]. Au contraire l'utilisation du modèle de Bingham [63] (cf. chapitres 4 et 7) conduit à commettre une erreur importante (qui dépend en fait de la gamme de gradients choisie pour le calage de ce modèle) vis à vis de l'estimation du seuil de contrainte. Ce dernier modèle, plus simple puisqu'il ne met en jeu que deux paramètres, est celui qui a été de loin le plus utilisé.

⁽¹⁾ Il s'agit en fait de la limite approximative à partir de laquelle ce seuil peut être détecté compte tenu des moyens expérimentaux actuels.

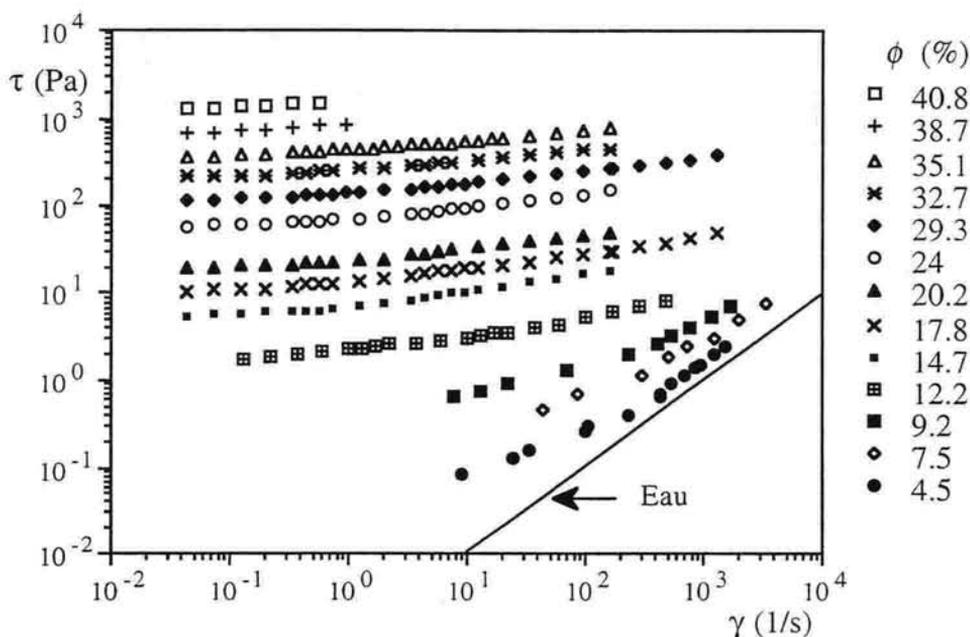


Fig. 6 - Courbes d'écoulement (contrainte-gradient de vitesse en régime permanent) en cisaillement simple pour des suspensions eau-kaolinite. Pour les concentrations supérieures à 10% les mesures ont été réalisées à l'aide d'un rhéomètre à plan parallèles, pour des concentrations inférieures un rhéomètre capillaire a été utilisé. (d'après [72])

Il a souvent été admis que les deux termes qui apparaissent dans le modèle de Bingham (τ_c et $\mu_B \gamma$ où μ_B est la viscosité plastique) reflètent deux mécanismes physiques bien distincts : la contrainte nécessaire à la rupture du réseau et celle nécessaire au cisaillement du réseau brisé. En fait ce raisonnement n'est pas réaliste. Au cours de l'écoulement les liens entre particules sont continuellement brisés et reformés et ce processus peut effectivement conduire à un terme de contrainte plus ou moins constant. Cependant la contrainte nécessaire au cisaillement de la suspension formée des débris du réseau immergés dans l'eau est en général faible devant le seuil de contrainte (on a souvent $\Gamma \ll 10$). Par conséquent, si un terme additionnel significatif et dépendant du gradient de vitesse doit être pris en compte dans la loi de comportement en cisaillement simple, il exprime lui-aussi une part des dissipations d'énergie liées aux ruptures et reconstitutions de liens au cours de l'écoulement, c'est-à-dire les dissipations correspondant aux interactions colloïdales. Dans ces conditions il n'y a plus de raisons de privilégier un modèle plus qu'un autre si ce n'est pour son accord avec les données expérimentales. En contrepartie les paramètres du modèle choisi n'ont plus de signification physique claire, sauf le seuil de contrainte, toujours associé à la résistance du réseau avant rupture.

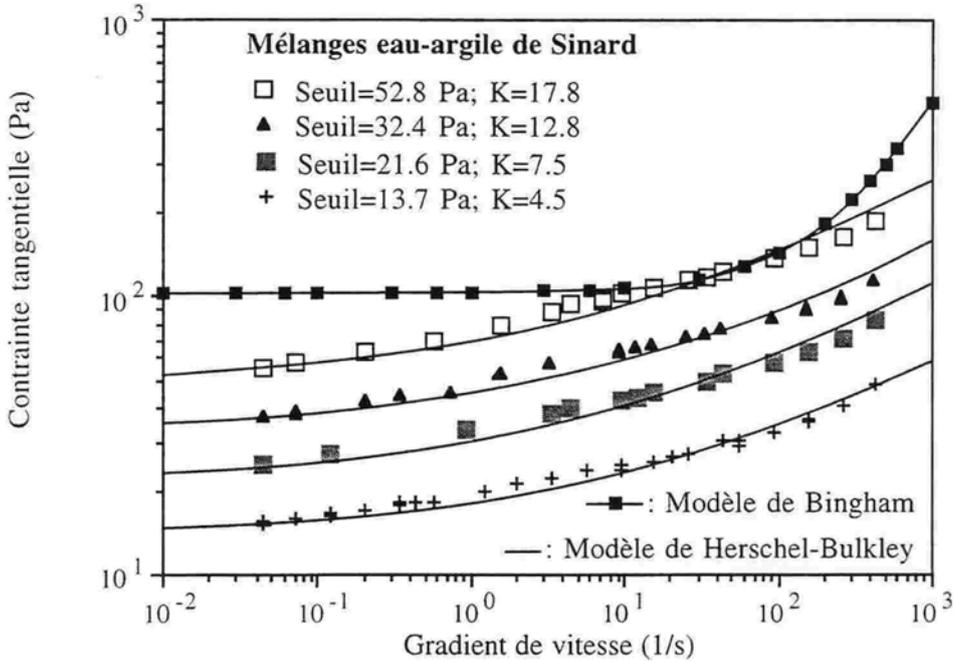


Fig. 7 - Courbes d'écoulement en cisaillement simple pour des mélanges eau-argile de Sinard (boue naturelle contenant de l'argile et du limon). Un modèle de Herschel-Bulkley a été calé sur les données (les valeurs des paramètres correspondants sont donnés en face des symboles, K est défini dans les chapitres 4 et 7). Un modèle de Bingham a aussi été calé sur une des courbes dans la gamme [20-200 s⁻¹].

10.4.1.2.2. Viscoélasticité

Le caractère viscoélastique des suspensions eau-argiles apparaît d'abord lors de tests de fluage (une contrainte fixe est imposée et on observe la déformation au cours du temps). Les courbes obtenues ont deux aspects possibles : lorsque la contrainte appliquée est inférieure au seuil de contrainte, elles semblent tendre vers une limite finie plus ou moins proportionnelle au niveau de contrainte ; lorsque la contrainte appliquée est supérieure au seuil de contrainte un écoulement permanent se met en place [53]. D'autres preuves du comportement viscoélastique des suspensions eau-argiles apparaissent lors d'expériences en régime dynamique. Dans ce cas l'échantillon est soumis à un cisaillement oscillant $\gamma = \gamma_0(\sin\omega t)$ et la contrainte enregistrée s'exprime sous la forme $\tau = \tau_0 \sin(\omega t + \psi)$ où γ_0 et ω sont respectivement l'amplitude de la déformation et la fréquence imposées, τ_0 est l'amplitude de contrainte résultante et ψ est le déphasage entre la contrainte et la déformation. Quand un écoulement oscillant stationnaire est atteint on peut calculer le module élastique et le module visqueux, G et G' :

$$(3) \quad G = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos\psi \quad ; \quad G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin\psi$$

Pour un matériau purement élastique G est constant et G' est nul. Pour un fluide newtonien G est nul et G'/ω est la viscosité. Pour des mélanges eau-argiles G est pratiquement constant pour de faibles déformations et décroît rapidement pour de plus grandes déformations. Ainsi de manière générale pour de faibles déformations ou de faibles contraintes les mélanges eau-argiles concentrés ont un comportement élastique.

Ce comportement est facilement expliqué par la structure interne de la suspension : localement, si une faible énergie lui est transmise, une particule peut gravir un puits de potentiel sans toutefois en sortir, elle gagne alors de l'énergie potentielle élastique (ce processus étant réversible) ; le réseau ne se brise que lorsqu'un seuil d'énergie élastique stockée dans le mélange est dépassé. Certains auteurs [20] ont utilisé ces réflexions pour déterminer le seuil de contrainte en considérant que celui était atteint lorsque G commence à décroître, c'est-à-dire au-delà d'une déformation critique (γ_c). Les variations de G et G' peuvent aussi être utilisés pour déterminer la concentration critique au-delà de laquelle une suspension possède un seuil de contrainte [35] : aux faibles concentrations et pour de petites déformations, G et G' sont petits, ce qui correspond à un comportement plus ou moins newtonien avec une faible viscosité alors qu'à des concentrations plus élevées, G augmente de manière significative, ce qui correspond à la formation d'un réseau.

10.4.1.2.3. Thixotropie

Les mélanges eau-argiles purs sont des fluides typiquement thixotropes (au sens général d'une variation de viscosité au cours du temps à taux de cisaillement constant, cf. aussi chapitre 7) [64] tout simplement parce que les réarrangements de la structure interne ne sont pas instantanés. Cette thixotropie a d'abord été observée au cours de tests consistant à appliquer une rampe de contrainte suivi d'un retour à zéro [65-69]. Un hystérésis apparaît alors qui correspond aux différences de réponse du matériau selon l'histoire du mouvement. Ce type de test rend cependant difficile une caractérisation claire de la thixotropie de ces matériaux. Il faut lui préférer de brutales applications d'un niveau de vitesse ou de contrainte suivies par des temps de repos variables. L'évolution de la forme des courbes réponses au cours du temps permet de déterminer les temps caractéristiques du matériau (déstructuration, restructuration, etc) [53].

10.4.1.2.4. Minimum dans la courbe d'écoulement

Les courbes d'écoulement de certaines suspensions eau-bentonite ou eau-laponite présentent une décroissance de la contrainte aux faibles gradients de vitesse suivie d'une croissance à des gradients plus élevés [53, 70-71] (Fig. 8). Ceci est probablement caractéristique de suspensions de particules interagissant fortement dans un liquide de faible viscosité : lorsque le réseau est brisé les contraintes nécessaires au maintien d'un mouvement peuvent être plus faibles que celle nécessaire à la rupture du réseau. Cette explication reste insuffisante d'un point de vue physique mais aucune explication à la fois complète, simple, et réaliste n'a pour l'instant été proposée.

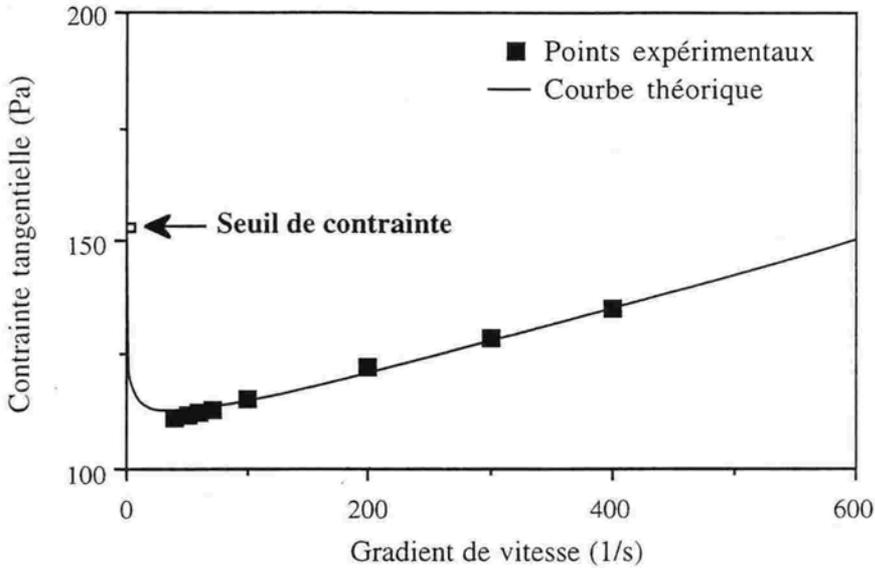


Fig. 8 - Mélange eau-bentonite ($\phi=4\%$) : courbe d'écoulement avec un minimum. Les mesures ont été obtenues à l'aide d'un rhéomètre cône-plan à vitesse contrôlée, sauf la valeur du seuil de contrainte qui a été obtenue à contrainte contrôlée. Aucune donnée valable n'a pu être enregistrée dans la partie supposée décroissante de la courbe d'écoulement car les écoulements correspondants sont instables, notamment l'échantillon se fracturait. La courbe théorique correspond au modèle microstructural proposé par Coussot et al. [53]. On pourra trouver des informations plus détaillées sur les différents régimes d'écoulement dans l'article de Pignon et al. [71]. (d'après [53])

Théoriquement les écoulements correspondant à la partie décroissante sont instables, mais dans certaines conditions il est possible que des effets de bord (non pris en compte dans l'analyse de stabilité) les maintiennent stables. Pignon et al. [71] ont réalisé une étude systématique et précise des régimes d'écoulement pour de tels matériaux lors d'expériences de rhéométrie, à partir d'observations directes du champ des vitesses au sein de l'échantillon. Ils ont démontré que le matériau est cisailé de manière homogène uniquement dans la partie croissante de la courbe d'écoulement ou pour de très faibles gradients de vitesse dans la partie décroissante. Ils ont ainsi démontré que les suspensions eau-laponite possèdent effectivement un minimum dans la courbe d'écoulement. Cependant, dans la majeure partie décroissante de cette courbe d'écoulement le cisaillement se localise dans une couche de fluide plus ou moins fine. Ceci est probablement lié à l'instabilité décrite plus haut.

10.4.2. Influence de certains paramètres

10.4.2.1. Concentration

10.4.2.1.1. Similitude

Lorsqu'on augmente la concentration solide d'un mélange eau-argiles, le niveau général de la contrainte dans les courbes d'écoulement augmente. Coussot [72] a présenté un ensemble de mesures systématiques dans une large gamme de gradients de vitesse et de concentration et a ainsi montré la similitude structurelle des différents mélanges : l'intensité des interactions varie avec la concentration solide mais pas les processus dynamiques ou géométriques. En effet, toutes les courbes peuvent être superposées sur une courbe maîtresse dans un diagramme (T, Γ) où $T = \tau/\tau_c$ (Fig. 9). Lorsque Γ est inférieur à 0,3 cette courbe peut être représentée par le modèle suivant :

$$(4) \quad T = 1 + K' \Gamma^{n'}$$

où K' et n' sont des paramètres dépendant du matériau, qui ne dépendent pas de ϕ ; pour $\Gamma > 50$, la courbe d'écoulement est du type newtonien avec une viscosité

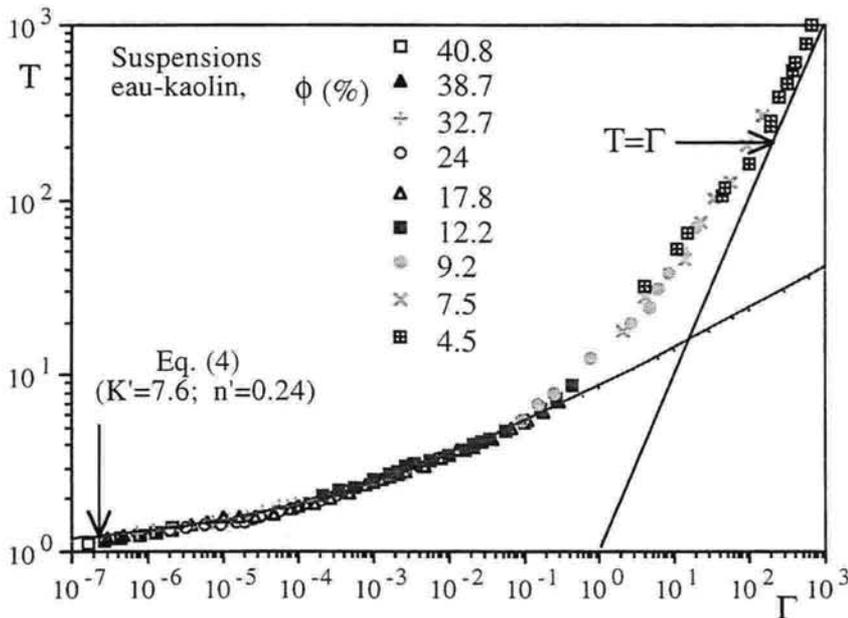


Fig. 9 - Courbe d'écoulement dans un diagramme sans dimension pour des suspensions eau-kaolinite. La contrainte tangentielle et le gradient de vitesse ont été adimensionnalisés comme décrits dans le texte. On constate que l'ensemble des courbes se superposent le long d'une courbe maîtresse, ce qui tend à prouver entre autres qu'il y a une similitude structurelle et mécanique entre les différents mélanges. (d'après [72])

approximativement égale à $1,5\mu$, ce qui n'est pas étonnant puisque la valeur de la viscosité utilisée, μ , correspond à une suspension de particules sphériques alors que les particules d'argiles sont aplaties (cf. § 10.2) (voir les valeurs possibles de μ dans ce cas dans Kamal and Mutel [73]).

10.4.2.1.2. Seuil de contrainte

Légèrement au-delà de la concentration critique correspondant au seuil de percolation, ϕ_c , pour une suspension eau-hectorite, Pignon et al. [74] ont montré que la dimension fractale des agrégats de particules formant le réseau croît de 1 à 1,8 autour d'une concentration critique (0,55%), ce qui signifie que les agrégats deviennent plus denses. Ce changement de structure induit une variation dans l'évolution du seuil de contrainte en fonction de la fraction solide : τ_c est proportionnel à ϕ^2 de 0,35 à 0,48% et est proportionnel à ϕ^3 de 0,6 à 2,2%.

Nettement au-delà de la concentration critique ϕ_c le seuil de contrainte croît rapidement en fonction de la concentration solide. Lorsque des tests ont été réalisés dans une gamme restreinte de concentration [47, 49, 69, 75] ou pour des valeurs de concentration relativement faibles [76], les évolutions du seuil ont été représentées par une loi de puissance. En fait il semble que le seuil de contrainte varie plutôt exponentiellement en fonction de la fraction solide dans une large gamme de concentration [40, 42, 51, 72]. Ce type d'évolution ne peut pas être expliqué par une simple augmentation du nombre de liens entre particules, il faut admettre que l'augmentation de l'intensité des interactions joue un rôle essentiel.

10.4.2.1.3. Propriétés élastiques

Juste au-delà de ϕ_c un réseau continu de liens se forme à travers l'échantillon de fluide. Théoriquement, pour des concentrations proches de la concentration critique, le nombre de particules faisant partie de l'agrégat infini devrait croître comme :

$$(5) \quad (\phi - \phi_c)^\alpha$$

où α est un exposant lié à la dimension fractale des agrégats. Le module élastique, lié à la solidité donc à la structure du réseau, devrait croître de la même façon. Effectivement les suspensions eau-laponite présentent une transition thermodynamique sol-gel réversible : au-delà de ϕ_c , le seuil de contrainte et le module élastique varient comme (5) avec $\alpha=2,35$ [35], ϕ_c variant de 0,2 à 2% selon la force ionique de la suspension. Gouami et al. [77] ont observé le même comportement, avec des suspensions de sépiolite avec $\alpha=2,7$ et ϕ_c autour de 0,33%. Khandal and Tadros [19] et Sohm and Tadros [20] ont observé le même type de croissance pour des mélanges eau-montmorillonite avec α entre 3,4 et 4,5 mais en prenant ϕ_c nul.

10.4.2.2. Température

Les variations du comportement avec la température sont importantes lorsque Γ est supérieure à 50, car dans ce cas l'influence du cisaillement de l'eau, et donc de sa viscosité est prédominante. En revanche, lorsque Γ est faible, les interactions

colloïdales entre particules, qui sont peu sensibles à la viscosité de l'eau, jouent un rôle prédominant. Cette analyse est en accord avec les résultats obtenus dans la littérature lorsque la température varie dans la gamme [0, 100°C] [51, 55, 78] : les courbes d'écoulement ne varient significativement avec la température que lorsque Γ est très supérieur à 1. Les résultats de Chang et al. [79] montrant des variations de comportement avec la température pour des suspensions eau-attapulгите ont quant à eux probablement été affectés par des effets perturbateurs (voir plus haut) lors des expériences de rhéométrie. A de hautes températures les variations de comportement avec la température peuvent être plus complexes [39].

10.4.2.3. pH et électrolyte

Les propriétés rhéologiques des mélanges eau-argiles dépendent beaucoup du pH et de la concentration en électrolyte [51, 80] du fait des variations de la concentration et du type des cations échangeables. L'influence du pH et de la concentration en électrolyte varie donc aussi beaucoup selon le type des argiles. La plupart du temps cette influence a été étudiée au travers des évolutions du seuil de contrainte extrapolé vers les faibles valeurs de gradients de vitesse en utilisant un modèle de Bingham. Par conséquent les résultats obtenus doivent être considérés comme une représentation approximative des évolutions réelles.

Pour des mélanges eau-kaolinite [17, 81-82] le seuil de contrainte décroît avec le pH à différentes concentrations de NaCl dans la suspension mais toutes les courbes se croisent en un point (autour du pH=8). De plus le seuil décroît avec la concentration en NaCl pour un pH>8 et croît pour un pH<8. Pour des mélanges eau-illites ou montmorillonite le seuil augmente avec la concentration en NaCl et décroît avec le pH [17]. Pour des mélanges eau-montmorillonite le seuil atteint un minimum pour une valeur particulière de la concentration en NaCl (autour de 6 mmol/l) et en parallèle, pour un pH fixé (autour de 8), la viscosité des mélanges eau-Ca-montmorillonite possède un minimum pour un pH de 5,5 [18, 22-23, 83-85]. En outre G croît jusqu'à un maximum pour un pH de 5 pour des mélanges eau-Na-montmorillonite [19]. Pour des mélanges eau-laponite le seuil croît avec la concentration en électrolyte [48, 67, 69] ont montré que les suspensions eau-argiles ont un seuil qui augmente lorsque les cations échangeables passent de Mg^{++} à Ca^{++} , puis Na^{+} .

Ces résultats ont été essentiellement interprétés en terme d'interactions bord-bord, bord-face, face-face entre les particules d'argiles [15]. Comme ce schéma d'interactions principales s'est avéré inadéquat (cf. § 10.3), ces interprétations restent incertaines.

10.5. Conclusion

Les mélanges eau-argiles sont fondamentalement des suspensions colloïdales et à ce titre possèdent des caractéristiques analogues à bien d'autres dispersions. Cependant leur structure interne et leur comportement varient en fonction de nombreux paramètres : type d'argile, concentration solide, concentration en électrolyte, pH, etc. En outre ces mélanges possèdent les propriétés rhéologiques

qui sont habituellement les plus difficiles à étudier expérimentalement. De ce fait, on a actuellement une bonne compréhension qualitative du lien entre la structure interne et le comportement macroscopique mais on ne maîtrise quantitativement ce lien que dans de très rares cas.

10.6. Références

1. **Brown, G.**, 1984. *Clay Minerals: Their structure, behaviour and use*, Royal Society, London, pp.1-20.
2. **Velde, B.**, 1992. *Introduction to Clay Minerals*. Chapman & Hall, London.
3. **de Gennes, P.G.**, 1979. *Scaling Concepts in Polymer Physics*, Cornell University Press, Ithaca.
4. **Aylmore, L.A.G., et Quirk, J.P.**, 1971. Domains and quasicrystalline regions in clay systems, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, 35, 652-654.
5. **Viani, B.E., Low, P.F., et Roth, C.B.**, 1983. Direct measurement of the relation between interlayer force and interlayer distance in the swelling of montmorillonite, *J. Colloid Interf. Sci.*, 96, 229-244.
6. **Banin, A., et Lahav, N.**, 1968. Particle size and optical properties of montmorillonite in suspension, *Israel J. Chem.*, 6, 235-250.
7. **Schramm, L.L., et Kwak, J.C.T.**, 1982. Influence of exchangeable cation composition on the size and shape of montmorillonite particles in dilute suspension, *Clays & Clay Minerals*, 30, 40-48.
8. **Low, P.F.**, 1987. Structural component of the swelling pressure of clays, *Langmuir*, 3, 18-25.
9. **Schramm, L.L., et Kwak, J.C.T.**, 1982. Interaction in clay suspensions: The distribution of ions in suspensions and the influence of tactoid formation, *Colloid & Surfaces*, 3, 43-60.
10. **Sposito, G.**, 1992. The diffuse-ion swarm near smectite particles suspended in 1:1 electrolyte solutions: modified Gouy-Chapman theory and quasicrystal formation, pp 127-151 dans "*Clay-Water Interface and its rheological Implications*", N. Güven et R.M. Pollastro Eds., The Clay Minerals Society, P.O. Box 4416, Boulder, Colorado 80306, USA.
11. **Fripiat, J.J., Cases, J., François, M., et Letellier, M.**, 1982. Thermodynamic and microdynamic behavior of water in clay suspensions and gels, *J. Colloid Interf. Sci.*, 89, 378-400.
12. **Cebula, D.J., et Ottewill, R.H.**, 1981. Neutron diffraction studies on lithium montmorillonite-water dispersions, *Clays & Clay Minerals*, 29, 73-75.
13. **Blackmore, A.V., et Miller, R.D.**, 1961. Tactoid size and osmotic swelling in calcium montmorillonite, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, 25, 169-173.
14. **Langmuir, I.**, 1938. The role of attractive and repulsive forces in the formation of tactoids, thixotropic gels, protein crystals and coacervates, *J. Chem. Phys.*, 6, 873-896.
15. **Van Olphen, H.**, 1977. *Introduction to clay colloid chemistry*, Wiley and Sons, New-York, 2nd edition.
16. **Melton, I.E., et Rand, B.**, 1977. Particle interactions in aqueous kaolinite suspensions, *J. Colloid Interf. Sci.*, 60, 308-336.
17. **Huifang, Z., Low, P.F., et Bradford, J.M.**, 1991. Effects of pH and electrolyte concentration on particle interaction in three homoionic sodium soil clay suspensions, *Soil Science*, 151, 196-207.
18. **Brandenburg, U., et Lagaly, G.**, 1988. Rheological properties of sodium montmorillonite dispersions, *Applied. Clay Sci.*, 3, 263-279.
19. **Khandal, R.K., et Tadros, T.F.**, 1988. Application of viscoelastic measurements to the investigation of the swelling of montmorillonite suspensions, *J. Coll. Interface Sci.*, 125, 122-128.

20. **Sohm, R., et Tadros, T.F.**, 1989. Viscoelastic properties of sodium montmorillonite suspensions, *J. Coll. Interface Sci.*, 132, 62-71.
21. **Callaghan, I.C., et Ottewill, R.H.**, 1974. Interparticle forces in montmorillonite gels, *Faraday Disc. Chem. Soc.*, 57, 110-118.
22. **Rand, B., Pekenc, E., Goodwin, J.W., et Smith, R.W.**, 1980. Investigation into the existence of edge-face coagulated structures in Na-montmorillonite suspensions, *J. Chem. Soc. Faraday I*, 76, 225-235.
23. **Chen, J.S., Cushman, J.H., et Low, P.F.**, 1990. Rheological Behavior of Na-montmorillonite suspensions at low electrolyte concentration, *Clays & Clay Minerals*, 38, 57-62.
24. **Tessier, D.**, 1984. *Etude expérimentale de l'organisation des matériaux argileux*, thèse Université Paris VII, INRA Pub., Versailles.
25. **Tessier, D.**, 1990. Organisation des matériaux argileux en relation avec leur comportement hydrique, dans *Matériaux argileux: Structure, propriétés et applications*, A. Decarreau Ed., Soc. Fr. Minéral. Cristall., Paris, pp 388-445.
26. **Tessier, D.**, 1991. Behaviour and microstructure of Clay Minerals, dans *Soil Colloids and their association in aggregates*, M. De Boodt, M. Hayes et A. Herbillon Eds., Plenum, pp 387-415.
27. **Pons, C.H., Rousseaux, F., et Tchoubar, D.**, 1981. Utilisation du rayonnement synchrotron en diffusion aux petits angles pour l'étude du gonflement des smectites. I. Etude du système eau - Montmorillonite-Na en fonction de la température, *Clay Minerals*, 16, 23-42.
28. **Pons, C.H., Rousseaux, F. et Tchoubar, D.**, 1982. Utilisation du rayonnement synchrotron en diffusion aux petits angles pour l'étude du gonflement des smectites. II. Etude de différents systèmes eau - smectites en fonction de la température, *Clay Minerals*, 17, 327-338.
29. **Ben Rhaïem, H., Pons, C.H., et Tessier, D.**, 1987. Factors affecting the microstructure of smectites. Role of cations and history of applied stresses, dans *Proc. Int. Clay Conf.* Denver, L.A. Schultz, H. van Olphen et F.A. Mumpton, Eds., The Clay Minerals Society, pp 292-297.
30. **Touret, O., Pons, C.H., Tessier, D., et Tardy, Y.**, 1990. Etude de la répartition de l'eau dans des argiles saturées Mg^{2+} aux fortes teneurs en eau, *Clay Minerals*, 25, 217-233.
31. **Israelachvili, J.**, 1992. *Intermolecular and Surface Forces*, 2nd ed., Academic Press, London.
32. **Vali, H., et Bachmann, L.**, 1988. Ultrastructure and flow behavior of colloidal smectite dispersions, *J. Colloid Interf. Sci.*, 126, 278-291.
33. **Van Damme, H., Levitz, P., Fripiat, J.J., Alcover, J.F., Gatineau, L., et Bergaya, F.**, 1985. Clay Minerals: A molecular approach to their fractal microstructure, dans *Physics of Finely Divided Matter*, N. Boccara et M. Daoud Eds., Springer-Verlag, Berlin, pp.24-30.
34. **Morvan, M., Espinat, D., Lambard, J., et Zemb, T.**, 1994. *Coll. Surf. A: Physicochem. Engin. Aspects*, 82, 193-203.
35. **Mourchid, A., Delville, A., Lambard, J., Lecolier, E., et Levitz, P.**, 1995. Phase diagram of colloidal suspensions of anisotropic charged particles: equilibrium properties, structure and rheology, *Langmuir*, 11, 1942-1950
36. **Ramsay, J.D.F., et Lindner, P.**, 1992. Small-angle neutron scattering investigations of the structure of thixotropic dispersions of smectite clay colloids, *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, 89, 4207-4214.
37. **Mewis, J., et Spaul, A.J.B.**, 1976. Rheology of concentrated dispersions. *Adv. Colloid Interface Sci.*, 6, 173-200.
38. **Booth, F.**, 1950. The electroviscous effect for suspensions of solid spherical particles. *Proc. R. Soc. London*, A203, 533-551.
39. **Güven, N.**, 1992. Rheological aspects of aqueous smectite suspensions. C.M.S. Workshop Lectures, Volume 4, *Clay-water interface and its rheological application*, pp.81-125.

40. **Qian, N., et Wan, Z.**, 1986. A critical review of the research on the hyperconcentrated flow in China. *International Research and Training Centre on Erosion and Sedimentation publication*, China, 43 p.
41. **O'Brien, J.S., et Julien, P.Y.**, 1988. Laboratory analysis of mudflows properties. *J. Hydraul. Eng.*, 114, 877-887.
42. **Major, J.J., et Pierson, T.C.**, 1992. Debris flow rheology: Experimental analysis of fine-grained slurries. *Water Resour. Res.*, 28, 841-857.
43. **Locat, J., et Demers, D.**, 1988. Viscosity, yield stress, remolded strength, and liquidity index relationships for sensitive clays. *Can. Geotechn. J.*, 25, 799-806.
44. **Migniot, C.**, 1989. Tassement et rhéologie des vases. *Houille Blanche*, 1, 11-29, and 2, 95-111.
45. **Naik, B.**, 1983. *Mechanics of mudflow treated as the flow of a Bingham fluid*, Ph.D. thesis, Washington State University, U.S.A., 164 p.
46. **Johnson, A.M.**, 1970. *Physical processes in Geology*, Freeman Cooper and Co, San Francisco, 577 p.
47. **Michaels, A.S., et Bolger, J.C.**, 1962. The plastic flow behavior of flocculated kaolin suspensions. *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, 1, 153-162.
48. **Street, N.**, 1956. The rheology of kaolinite suspensions. *Austral. J. Chem.*, 9, 467-479.
49. **Weymann, H.D., Chuang, M.C., et Ross, R.A.**, 1973. Structure of thixotropic suspensions in shear flow: I. Mechanical properties. *Phys. Fluids*, 16, 775-783.
50. **Akai, T., et Low, P.F.**, 1988. Interparticle bond energy and rheological properties of clay suspensions. *J. Colloid Interface Sci.*, 124, 624-631.
51. **Coussot, P., et Piau, J.-M.**, 1994. On the behaviour of fine mud suspensions. *Rheol. Acta*, 33, 175-184.
52. **Beazley, K.M.**, 1965. Factors influencing dilatant behaviour in China clay suspensions. *Trans. Brit. Ceram. Soc.*, 64, 531-546.
53. **Coussot, P., Leonov, A.I., et Piau, J.M.**, 1993. Rheology of concentrated dispersed systems in a low molecular weight matrix. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 46, 179-217.
54. **Bird, R.B., Dai, G.C., et Yarusso, B.J.**, 1982. The rheology and flow of viscoplastic materials. *Rev. Chem. Eng.*, 1, 1-70.
55. **Lapasin, R.**, 1985. Clay/kaolin aqueous suspensions. *J. Theor. Appl. Mech.*, Numéro spécial, 239-251.
56. **Herschel, W.H., et Bulkley, R.**, 1926. Measurement of consistency as applied to rubber-benzene solutions. *Am. Soc. Testing Mater.*, 26, 621-633.
57. **Nguyen, Q.D., et Boger, D.V.**, 1983. Yield stress measurement for concentrated suspensions. *J. Rheol.*, 27, 321-349.
58. **Chhabra, R.P., et Uhlherr, P.H.T.**, 1988. Static equilibrium and motion of spheres in viscoplastic liquids. in N.P. Cheremisinoff (Ed.), *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Gulf Publishing Co., Houston, TX, Chapter 21, Vol. 7.
59. **Doraiswamy, D., Mujumdar, A.N., Tsao, I., Beris, A.N., Danforth, S.C., et Metzner, A.B.**, 1991. The Cox-Merz rule extended: a rheological model for concentrated suspensions and other materials with a yield stress. *J. Rheol.*, 35, 647-685.
60. **Sherwood, J.D.**, 1994. Thixotropic mud, compacted cake and swelling shale. *Les Cahiers de Rhéologie*, XIII, 111-119.
61. **Mas, R., et Magnin, A.**, 1994. Rheology of colloidal suspensions: Case of lubricating greases. *J. Rheol.*, 38, 889-908.
62. **Coussot, P., et Boyer, S.**, 1995. Determination of yield stress fluid behaviour from inclined plane test. *Rheol. Acta*, 34, 534-543.
63. **Bingham, E.C., et Green, H.**, 1920. Paint, a plastic material and not a viscous liquid; the measurement of its mobility and yield value. *Proc. Am. Soc. Test. Mat.*, 20, 640-675.
64. **Van Damme, H., Lemaire, E., et Levitz, P.**, 1991. La physique de la boue. *Pour la Science*, 167, 82-90.

65. **Hu, G., et Fang, Z.**, 1985. Antithixotropic model for fluid with hyperconcentration of sediment. *Proc. Int. Workshop Flow at Hyperconcentrations of Sediment*, September 10-14, Beijing, China, I.3, pp.1-9, IRTCES Publication.
66. **Moore, F.**, 1959. The rheology of ceramic slips and bodies. *Trans. Brit. Ceram. Soc.*, 58, 470-492.
67. **Neumann, B.S., et Sansom, K.G.**, 1971. The rheological properties of dispersions of laponite, a synthetic hectorite-like clay, in electrolyte solutions. *Clay Minerals*, 9, 231-243.
68. **Wan, Z.**, 1982. Bed material movement in hyperconcentrated flow. Series Paper 31, Inst. of Hydrodynamics and Hydr. Eng., Tech. Univ. of Denmark.
69. **Wang, Z., Larsen, P., et Xiang, W.**, 1994. Rheological properties of sediment suspensions and their implications. *J. Hydr. Res.*, 32, 560-580.
70. **Baylocq, P., Cartalos, U., et Piau, J.M.**, 1994. Rheological characterisation and structural modelling of clay polymer systems. *Progress and Trends in Rheology IV*, ed. by C. Gallegos, Steinkopf, Darmstadt, pp.618-620.
71. **Pignon, F., Magnin, A., et Piau, J.M.**, 1996. Thixotropic colloidal suspensions and flow curves with minimum: identification of flow regimes and rheometric consequences. *J. Rheol.*, 40, 573-587.
72. **Coussot, P.**, 1995. Structural similarity and transition from Newtonian to non-Newtonian behavior for clay-water mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3971-3974.
73. **Kamal, M.R., et Mutel, A.**, 1985. Rheological properties of suspensions in Newtonian and non-Newtonian fluids. *J. Polymer Eng.*, 5, 293-382.
74. **Pignon, F., Piau, J.M., et Magnin, A.**, 1996. Structure and pertinent length scale of a discotic clay gel. *Phys. Rev. Lett.*, 76, 4857-4860.
75. **Thomas, D.G.**, 1963. Non-Newtonian suspensions - Part I: Physical properties and laminar transport characteristics. *Ind. Eng. Chemistry*, 11, 18-29.
76. **Alderman, N.J., Meeten, G.H., et Sherwood, J.D.**, 1991. Vane rheometry of bentonite gels. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 39, 291-310.
77. **Gouami, A., Mourchid, A., Levitz, P., et Bergaya, F.**, 1994. Rhéologie des suspensions d'argiles fibreuses. *Les Cahiers de Rhéologie*, XIII, 170-179.
78. **Tsutsumi, A., et Yoshida, K.**, 1987. Effect of temperature on rheological properties of suspensions", *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 26, 175-183.
79. **Chang, S.H., Ryan, M.E., et Gupta, R.K.**, 1993. The effect of pH, ionic strength, and temperature on the rheology and stability of aqueous clay suspensions. *Rheol. Acta*, 32, 263-269.
80. **Pazwash, H., et Robertson, J.M.**, 1971. Fluid dynamic consideration of bottom materials. *J. Hydraul. Div., ASCE*, 97, 1317-1329.
81. **Lagaly, G.**, 1989. Principles of flow of kaolin and bentonite dispersions. *Appl. Clay Sci.*, 4, 105-123.
82. **Rand, B., et Melton, I.E.**, 1977. Particle interactions in aqueous kaolinite suspensions, Part I - Effect of pH and electrolyte upon the mode of particle interaction in homoionic sodium kaolinite suspensions. *J. Colloid Interface Sci.*, 60, 308-336.
83. **Van Olphen, H.**, 1956. Forces between suspended bentonite particles. *Clays and Clay Minerals, Proc. Nat. Conf. Clays and Clay Minerals*, Fourth Conference, National Academy of Science, National Research Council publication, pp.204-224.
84. **Granquist, W.T.**, 1959. Flow properties of dilute montmorillonite dispersions, *Clays and Clay Minerals. Proc. Nat. Conf. Clays and Clay Minerals*, Sixth Conference, National Academy of Science, National Research Council publication, pp. 207-219.
85. **M'Ewen, M.B., et Pratt, M.I.**, 1957. The gelation of montmorillonite. Part I : The formation of a structural framework in sols of Wyoming bentonite. *Trans. Faraday Soc.*, 53, 535-547.

Introduction générale aux milieux granulaires

Daniel Bideau

11.1. Introduction

Les milieux granulaires sont à la fois très présents dans la nature et dans l'industrie. Dans les deux cas, leurs propriétés d'écoulement sont essentielles. Rappelons par exemple qu'il n'est pas rare que dans une cimenterie, la matière granulaire soit transportée sur près de 20 km de la carrière au sac de ciment. Elles sont fascinantes: les instabilités observées lorsqu'on vibre un tas de sable, les ondes de densité observées dans les écoulements dans un canal ou dans les lits fluidisés, les avalanches constituent des exemples extrêmement étudiés dans la littérature de ces cinq dernières années.

Nous nous intéresserons ici exclusivement aux milieux granulaires *secs*, c'est à dire dans lesquels l'influence du fluide interstitiel est négligeable : on ne tient ainsi pas compte des interactions hydrodynamiques, ni des forces capillaires (et autres forces de surface). Ceci signifie que nous nous intéressons à des milieux dont les grains sont de taille supérieure à 100 μm . La "coulabilité" (c'est à dire l'aptitude à l'écoulement) de ces systèmes est telle que l'on parle parfois de phase intermédiaire entre liquide et solide, ou abusivement de quatrième état de la matière (ni gaz, sûrement, ni liquide, ni solide...).

La différence entre tas de sable et liquide est aussi d'essence microscopique pour ce qui concerne les éléments constitutifs de base. Comparons au niveau des échelles par exemple : 1 cm^3 d'eau contient $3 \cdot 10^{22}$ molécules ; le même nombre de grains de sable de 1 mm de diamètre occuperait $3 \cdot 10^{14}$ m^3 ! Sans compter que les interactions entre grains, fortement non-linéaires (nous y reviendrons par la suite), sont très différentes de celles entre molécules.

Tout en étant très inférieur au nombre typique de molécules (i.e. le nombre d'Avogadro), le nombre de grains entrant en jeu dans un écoulement est d'une façon générale très élevé. Ceci explique que la physique statistique et les simulations numériques aient joué un rôle important dans les efforts récents en physique dans ce domaine. Les simulations numériques en particulier, bien que portant en général sur un nombre de grains trop peu élevé, ont le mérite de prendre en compte des interactions microscopiques bien définies (mais pas forcément réalistes) pour décrire des comportements macroscopiques que l'on espère aussi fidèles que possible à la réalité.

Dans ce chapitre, avant les chapitres 12 et 13 qui détailleront respectivement les aspects "écoulements" et "mécanique" (en termes de mécanique des sols), nous ferons tout d'abord une présentation rapide des caractéristiques microscopiques et

macroscopiques essentielles des milieux granulaires (§ 11.1). Nous présenterons ensuite une vue générale de leurs propriétés d'écoulement (§ 11.2), avant d'illustrer notre propos par des résultats obtenus récemment pour ce qui concerne le problème particulier de la ségrégation (§ 11.3). Quelques ouvrages permettent une analyse plus complète de ces problèmes [1].

11.2. Quelques caractéristiques essentielles des milieux granulaires

Pour un diamètre de grain inférieur à environ $80\ \mu\text{m}$, on constate que les forces attractives de surface (Van der Waals, capillaires etc...) deviennent de l'ordre de grandeur du poids de la particule : les milieux sont alors cohésifs. Pour des diamètres supérieurs à $100\ \mu\text{m}$, ils sont non cohésifs et ont des propriétés d'écoulement remarquables. Ces milieux granulaires secs ont un certain nombre de caractéristiques fortes qui font d'eux un matériau original au comportement fascinant, surtout en écoulement :

Ils sont dans un état intermédiaire entre liquide et solide.

Par exemple, si on fait s'écouler verticalement un milieu granulaire, il forme un tas conique, dont les génératrices font un angle θ avec l'horizontale (Fig. 1), dont la dépendance avec les caractéristiques du milieu (frottement inter-grain, forme des grains, géométrie du système) est encore mal comprise alors qu'il s'agit pour les "hommes de l'art" du paramètre essentiel pour définir la "coulabilité". Cet angle est généralement appelé *angle de repos* ou *angle de talus*.

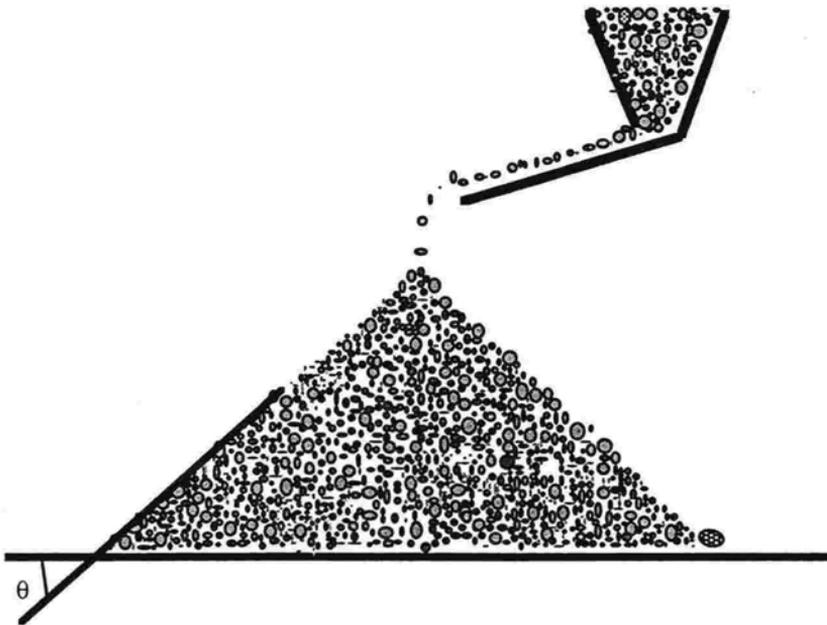


Fig. 1 - Angle formé lors de la création d'un tas granulaire.

Il s'agit là d'une caractéristique essentielle du milieu granulaire, liée à l'angle de frottement solide utilisé en mécanique des sols pour définir le coefficient de frottement solide macroscopique de Coulomb. En fait, cet angle de talus n'est pas unique : la littérature reflète une grande variété dans ce domaine, surtout liée à la situation industrielle ou naturelle où cette mesure se fait (l'expression angle de spatule, utilisée en laboratoire, est une des plus imagées). On sait que cet angle est une fonction affine du coefficient de frottement inter-grain [2] et dépend fortement de la forme des grains [3].

En fait, dans le cas du tas ci-dessus, si le flux d'alimentation n'est pas trop élevé, les écoulements de surface sont intermittents (avalanches), et deux angles peuvent être définis (en moyenne) : l'un immédiatement avant l'avalanche, et l'autre immédiatement après. Notons que ces avalanches à la surface du tas de sable ont été proposées comme paradigme pour la criticalité autoorganisée [4] ce qui a déclenché un très gros effort expérimental dans le monde entier. Le fait que la pente soit caractérisée par deux angles implique qu'une taille caractéristique d'avalanche est définie (par la différence entre ces deux angles), ce qui explique le caractère infructueux de cet effort.

Les milieux granulaires sont des milieux discrets.

Alors que dans beaucoup de cas, les ingénieurs utilisent le formalisme de la mécanique des milieux continus pour décrire le comportement des milieux granulaires, il est clair que ces matériaux sont avant tout discrets. Ceci est à l'origine de la complexité avec laquelle sont transmises les forces dans un tel milieu comme on le verra ci-dessous, mais aussi le succès rencontré par la modélisation numérique ces dernières années. L'apport de ces simulations est fort dans un domaine où les expériences directement utilisables sont difficiles à mettre en oeuvre étant donné le grand nombre de paramètres imbriqués dont dépend le comportement recherché. Les méthodes de "Dynamique Moléculaire" et d'"Event Driven" sont les plus utilisées.

Les forces au contact sont fortement non-linéaires et distribuées de façon hétérogène.

En fait, la transmission des forces par un milieu granulaire sec est très complexe [5]. C'est le fait que tous les contacts ne sont pas équivalents, à la fois aux niveaux géométrique et mécanique qui est appelé *désordre de contact*. Ce désordre joue un rôle important dans les propriétés des milieux granulaires, encore accentué par le caractère non-linéaire de la loi de déformation au contact, dont la forme la plus simple est la loi de Hertz.

Soient 2 solides en contact en un point non singulier de leurs surfaces. Pour simplifier encore, supposons que ces deux surfaces soient sphériques, ce qui n'est pas très réducteur, si la surface de contact est suffisamment petite. Le rayon de l'aire de contact r_c entre deux sphères de rayon r et r' est donné par :

$$(1) \quad r_c = (DFr_0)^{1/3}$$

où $r_0 = rr'/(r+r')$, F est la force appliquée au contact (supposée normale) et

$D=0,75((1-\mu^2)/E)$, avec μ = coefficient de Poisson et E = module d'Young du matériau constitutif des sphères. r_c est supposé très petit devant r_0 . L'essentiel des déformations étant ainsi localisé au contact, un modèle en réseau apparaît justifié, la compression (différence entre $r+r'$ et la distance entre les centres) est alors donnée par :

$$(2) \quad \Delta h = F^{2/3} (D^2 r_0)^{1/3}$$

En fait, les contacts entre surfaces ne sont jamais purement de type Hertz : la force de contact admet une composante tangentielle, et les surfaces, à l'échelle des déformations, ne sont pas lisses mais rugueuses, et sont en général recouvertes d'impuretés. Ceci fait que la loi de Hertz est respectée pour ce qui concerne la non-linéarité, mais les exposants sont souvent différents des exposants théoriques.

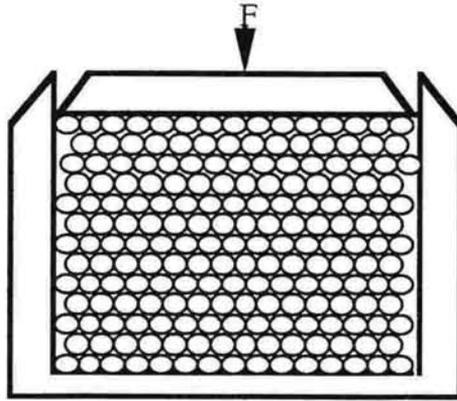


Fig. 2 - Dispositif expérimental d'analyse de l'élasticité non-linéaire d'un empilement bidimensionnel de cylindres. L'empilement est placé dans un cadre rigide, entre polariseurs et analyseurs croisés, et est éclairé en lumière blanche par derrière. La force uniaxiale est imposée.

Le passage de la caractéristique non-linéaire locale ci-dessus à une caractéristique globale pose problème. Lorsqu'un matériau granulaire est soumis à une force extérieure, cette force est transmise par l'intermédiaire des contacts entre les grains. Pour deux grains sphériques, la force f , appliquée au contact est supposée radiale. Elle est reliée à la diminution Δx de la distance entre les centres par la loi de Hertz, comme nous venons de le voir :

$$(3) \quad f \sim (\Delta x)^\mu$$

avec $\mu = 1,5$. Au niveau macroscopique, les matériaux granulaires, lorsqu'ils sont soumis à une compression (Fig. 2) ont également une caractéristique contrainte-déformation le plus souvent non linéaire du type :

$$(4) \quad F = F_0 (\Delta h/h_0)^m$$

où Δh est l'aplatissement global de l'échantillon sous l'effet de la force macroscopique F , m est un exposant macroscopique, h_0 la hauteur initiale de l'empilement et F_0 un préfacteur ayant la dimension d'une force.

Une première observation, faite sur des empilements modèles de cylindres courts à $2d$, est que le fait d'appliquer une compression augmente l'hétérogénéité d'un tel milieu : en effet, si les cylindres sont biréfringents (Plexiglas par exemple), et que l'empilement sous compression est placé entre polariseur et analyseur croisés, on observe la figure ci-dessous [6].

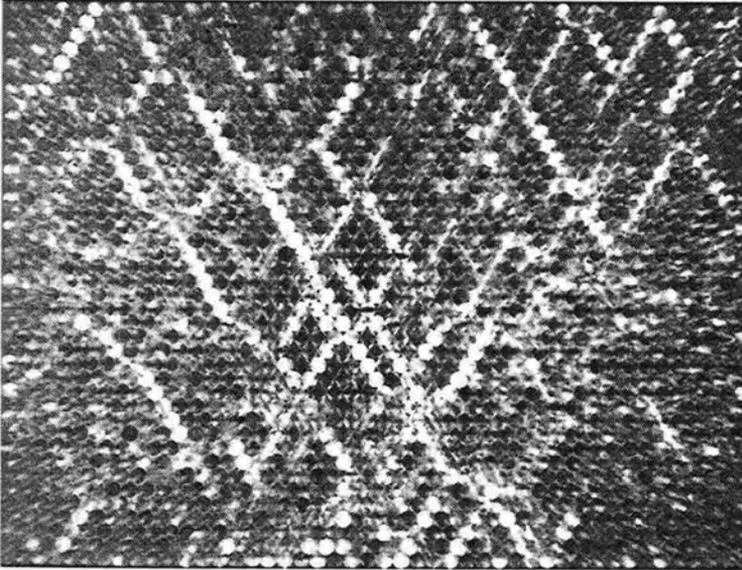


Fig. 3 - Observation photoélastique d'un empilement de cylindres de plexiglas sous compression. Les cylindres éclairés sont les plus fortement contraints : ils forment un réseau plus ou moins connecté suivant la force appliquée.

C'est le réseau apparent sur la figure 3 qui transmet la force : il constitue en quelque sorte un squelette rigide. Ces fortes forces de contact (supérieure à la moyenne) présentent une distribution exponentielle, alors que la distribution des faibles forces est en loi de puissance, révélatrice d'un caractère autosimilaire [7]. La prise en compte de ce squelette rigide est essentiel pour la compréhension de tout processus mettant en jeu la transmission des forces dans un milieu granulaire.

Généralement, l'exposant macroscopique m est différent de l'exposant microscopique μ ; il dépend de la nature du matériau constitutif, de l'état de surface des grains, de l'histoire du milieu, etc... ; il n'est pas non plus constant sur la totalité de l'échelle de force explorée. On observe en effet 3 régimes quand la force augmente, si du moins on se limite à une déformation élastique du contact entre grains [6] :

i) à "faible force", la plus grande partie de la déformation est due à des déplacements locaux des grains (déformation "plastique"). La gamme de force dans laquelle ce comportement est observé dépend de la géométrie de

l'empilement, des caractéristiques mécaniques des grains ainsi que des frottements entre grains.

ii) dans la gamme de "forces intermédiaires", qui correspond souvent au cas expérimental (en particulier quand l'empilement a été comprimé une première fois) la plus grande partie de la déformation au niveau local est due à la compression de type Hertz aux contacts entre grains, mais tous les contacts possibles ne sont pas *actifs* (par contact actif, nous entendons contact qui transmet une force) ; le nombre de contacts actifs augmente avec la force extérieure, et c'est cette évolution qui conduit à l'exposant macroscopique $m \neq \mu$.

iii) à "force élevée", tous les contacts sont actifs, ou du moins le nombre de contacts actifs ne varie pratiquement plus : le comportement macroscopique est donné par la loi de Hertz. Une telle situation est tout à fait exceptionnelle car elle implique de telles forces, que pour deux grains individuels comme pour l'empilement total, la réponse n'est alors plus élastique (domaine de plasticité, rupture, etc..).

Les milieux granulaires sont fortement dissipatifs.

Les milieux granulaires en écoulement dissipent de l'énergie soit par frottement entre grains et parois ou entre grains eux-mêmes, soit dans les collisions elles-mêmes, où ce caractère dissipatif est mesuré par un coefficient de restitution. Ceci explique que les écoulements granulaires ne sont observés que dans des situations où de l'énergie est continuellement injectée dans le système, soit au moyen de vibrations, soit en utilisant la gravité comme dans les chutes. Nous verrons dans le chapitre suivant que ce caractère dissipatif est à l'origine de l'essentiel des instabilités observées dans les milieux granulaires.

11.3. Propriétés d'écoulement des milieux granulaires

L'une des expériences les plus pédagogiques pour ce qui concerne les écoulements granulaires est celle décrite par Drake [8], même s'il faut considérer le travail de Bagnold comme le précurseur [9]. Il s'agit d'une expérience à 2 dimensions où une monocouche de billes est placée entre deux plaques de verre et inclinée. L'écoulement des billes est observé à l'aide d'une caméra et analysé. Trois types d'écoulement sont observés, fonction de la hauteur à laquelle l'observation est faite dans l'empilement :

- Près de la base, l'empilement est dense, la vitesse est faible, la déformation de l'empilement se fait essentiellement par cisaillement quasistatique.
- Au sommet de l'empilement, les billes sont très agitées, la densité est faible, et les fluctuations de vitesse sont très fortes. Le milieu ressemble alors à un gaz, et la théorie cinétique a été effectivement appliquée à cet état, (cf. chapitre 12).
- Au milieu de l'empilement, entre ces deux zones extrêmes, la zone intermédiaire est moins bien caractérisée. La densité y est assez forte, ainsi que le cisaillement, et des agrégats structurés de particules sont observés qui révèlent un déplacement collectif.

D'une façon générale, les écoulements granulaires montrent ces trois régimes, mais pas forcément simultanément. Il y correspond une classification faite par Bagnold [9], en fonction du nombre de Bagnold, qui mesure le rapport entre la force mise

en jeu dans les collisions et la force visqueuse, dans le cas du cisaillement de grains de cire en suspension dans un fluide. Le régime cinétique (appelé inertiel par Bagnold) est celui qui a été le plus étudié ces dernières années, d'abord parce qu'il bénéficiait d'un effort théorique plus important, parce qu'il se prête bien aux simulations numériques, et aussi parce qu'il est le siège d'instabilités qui ont beaucoup attiré les physiciens. Dans ce régime, la vitesse de la particule comporte deux termes : un terme "entraînement" qui correspond à la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et un terme fluctuation qui est lié aux collisions entre particules. Par analogie avec un gaz, c'est à ce terme fluctuation qu'est liée la température granulaire $T = \langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle$. De la même façon, on peut introduire une pression granulaire, une viscosité, etc... Les premiers efforts dans ce sens ont été ceux de Jenkins et Savage [10] puis de Haff [11]. Ces travaux ont été beaucoup développés depuis. En particulier, un certain nombre de chercheurs [12-15], au début des années 90, se sont intéressés au "refroidissement granulaire", c'est à dire à une situation où les pertes d'énergie du système ne sont plus compensées par un apport extérieur : un système granulaire est à l'origine "thermalisé" (i.e. a atteint un régime stationnaire d'agitation), sa vitesse moyenne étant nulle. A l'instant initial, on coupe l'apport d'énergie au système qui est homogène, avec des vitesses distribuées suivant une distribution de Maxwell. Trois types d'instabilités sont observées :

- la convection, caractérisée par le développement spontané d'un champ de vitesse cohérent à grande échelle. Cette situation a été beaucoup étudiée numériquement [12-14].

- la formation d'amas : des zones de forte concentration se forment spontanément. En effet, les zones denses sont les plus dissipatives par collision, donc sont à des températures granulaires plus basses que la moyenne. Ce sont aussi des zones de faible pression, vers lesquelles migrent les particules, ce qui amplifie l'instabilité,

- l'"effondrement inélastique" : il se produit au bout d'un certain temps un nombre infini de collisions dans un temps fini. La vitesse des particules devient alors nulle. Cette situation a uniquement été observée numériquement (pour le moment?). Ces travaux illustrent bien comment le caractère dissipatif des milieux granulaires les rend très sensibles aux instabilités.

L'étude du comportement quasistatique est essentiellement du domaine de la mécanique des sols, même si d'autres scientifiques s'y intéressent maintenant. C'est un régime où les effets mécaniques sont le plus souvent couplés à des effets géométriques. Parmi les travaux récents, citons le très joli travail de Radjaï [7] sur les effets collectifs (des rotations en particulier) dans le frottement granulaire.

11.4. Ségrégation et mélange

On peut définir la ségrégation comme une répartition spatiale non homogène des différentes espèces de grains. Ici le terme "espèce" est relatif à un groupe de grains ayant les mêmes caractéristiques (taille, forme, densité, coefficient de frottement, etc...) Le mélange tente d'établir le contraire, à savoir une répartition homogène. Dans le cas de liquides, mélanger deux ou plusieurs phases nécessite de déplacer ces phases les unes par rapport aux autres, de façon à faire perdre à chaque molécule la mémoire de son environnement initial. Trois mécanismes de base

peuvent être invoqués : diffusion à l'échelle moléculaire, convection et cisaillement aux échelles supérieures.

Pour mélanger plusieurs phases granulaires, il faut de la même façon déplacer les grains les uns par rapport aux autres, à l'aide des trois mêmes mécanismes que pour les liquides, à ceci près que la diffusion résulte cette fois de collisions (inélastiques) entre grains, et nécessite donc un apport extérieur d'énergie pour être stationnaire.

Ce qui est surprenant, c'est que les mécanismes invoqués pour la ségrégation et le mélange dans les milieux granulaires sont les mêmes [16] : pour séparer les phases réparties de façon homogène, il faut en déplacer les éléments les uns par rapport aux autres. On ne peut donc mélanger sans séparer.

La cause essentielle de ségrégation est l'écart en taille, puis, mais de façon nettement moins forte, on peut aussi invoquer les différences de densité, de forme, ou de coefficient de frottement des espèces. Plusieurs situations de ségrégation peuvent être décrites.

11.4.1. Ségrégation par écoulement

La figure 4 donnent les résultats d'une expérience facile à réaliser. Un mélange à volume égal de grains de même densité, et de diamètre moyen respectif 3,1 mm et 1,1 mm (rapport 2,8, donc relativement faible), est versé par l'intermédiaire d'un entonnoir. Une ségrégation marquée est observée, les grosses particules étant sur la périphérie, les petites au centre (qui en contient 70%). On peut penser que le fait que cette expérience soit faite avec un mélange binaire accentue fortement la ségrégation. C'est vrai, mais la même expérience menée avec un milieu dans lequel la distribution (continue) de taille des grains va de 1 à 3,35 mm montre également une ségrégation importante : les particules de taille inférieure à 1,4 mm, qui représentent 5% du volume total, constituent 18% du volume au centre et 1% à la périphérie. Ce problème a été également étudié numériquement [18]. La stratification observée est de même nature que celle observée dans beaucoup de situations en géologie.

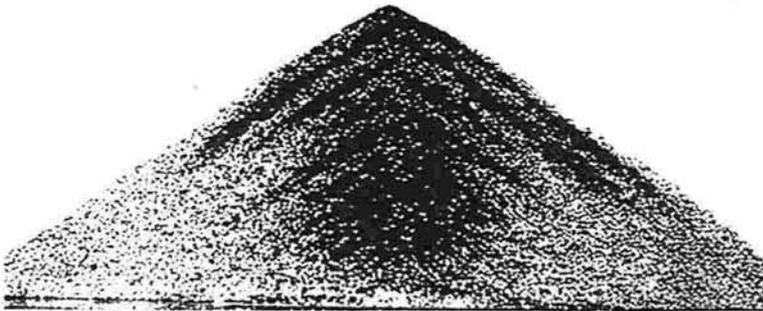


Fig. 4 - Ségrégation obtenue par écoulement sur la surface d'un tas granulaire [17]. Le mélange granulaire (supposé parfait), est versé au sommet à l'aide d'un entonnoir ou d'une trémie. La séparation relève de l'écoulement en surface.

Cette ségrégation est due au fait que le grain voit une rugosité différente des pentes du cône en fonction de sa propre taille, le phénomène pouvant être modifié par les conditions de choc entre le tas et les particules et les instabilités qui en découlent au sommet du tas. Nous avons montré, à l'aide d'expériences sur un plan rugueux [19], que la distance moyenne λ parcourue par un grain sur la pente est telle que $\lambda \propto \exp(d^3)$, où d est le diamètre du grain considéré. Il s'agit donc d'un phénomène très important.

Les écoulements à la surface d'un tambour donne également une ségrégation extrêmement rapide, d'autant plus surprenante que le tambour tournant est le système de base dans la conception des mélangeurs. La figure 5 montre le résultat essentiel obtenu dans un tambour à $2d$ (deux plaques de verre circulaires espacées d'une distance légèrement supérieure à l'épaisseur des disques qui constituent les grains), où est placé au départ un mélange à deux tailles de disques. En moins d'un tour, une ségrégation "radiale" est observée : les petits grains forment un amas près du centre du système. Le mécanisme de base est un piégeage des petits grains dans l'écoulement de surface.

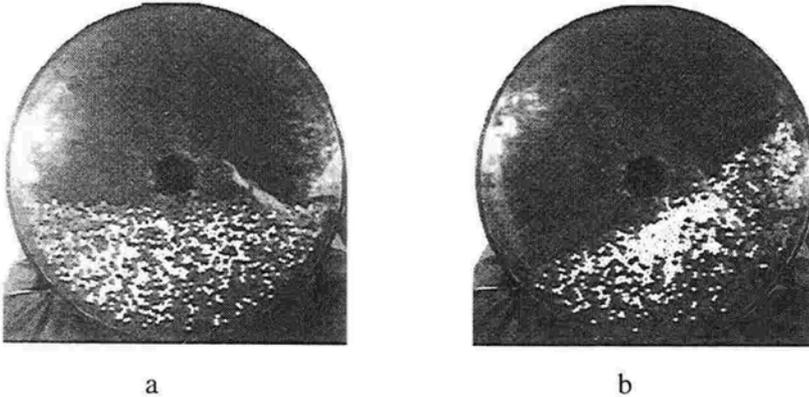


Fig. 5 - Ségrégation dans le tambour tournant : (a) empilement homogène de disques dans un tambour $2d$. Les petits disques (blancs) ont un diamètre de 6 mm, les grands (noirs) un diamètre de 10 mm. (b) empilement au bout d'un tour : la séparation est évidente. D'après F. Cantelaube [3].

11.4.2. Ségrégation par vibration (noix du Brésil)

Un autre type de ségrégation est celle obtenue par vibration de l'empilement. Le mécanisme responsable de cette ségrégation peut être de deux sortes :

- une simple remontée convective (petits et gros) des grains en surface, puis un piégeage des gros parce que la couche descendante est trop mince pour les attirer; ces rouleaux de convection trouvent leur origine dans le frottement aux parois,
- un effet géométrique. Pendant la vibration, un vide se crée sous les gros grains, qui peut être suffisant pour attirer un petit grain situé dans des couches supérieures. Les petits descendent donc en moyenne, donc les gros montent...

11.4.3. Ségrégation par "percolation"

Prenons pour simplifier un mélange binaire. Pour un rapport de taille de l'ordre de $k'_c = 0,1547$ (inverse du rapport entre le diamètre de sphères égales arrangées en triangle et le diamètre de la petite sphère qui s'ajuste à l'intérieure de ce triangle), les petites particules peuvent "percoler" à l'intérieur de l'espace des pores de l'empilement.

Reprenons le tas de particules de la figure 1. Quand les particules tombent sur la surface du tas (au sommet de celui-ci), il se forme à la surface de celui-ci une couche en rapide agitation, dont l'épaisseur est de quelques diamètres de particules. Les petites particules peuvent passer à travers cet écran, et pas les grosses, ce qui accentue localement le processus de ségrégation par écoulement à la surface décrit plus haut.

11.4.4. Ségrégation par cisaillement

Un cisaillement global ou local entraînera toujours une ségrégation, plus ou moins accentuée par la pesanteur. Cet effet apparaît déjà nettement dans un empilement de disques construit par serrage à partir du périmètre, processus qui induit des cisaillements localisés. Il s'agit ici d'une ségrégation locale, à laquelle est peu sensible la compacité, mais qu'on peut mettre en évidence par analyse des contacts comme le montre la courbe de la figure 6.

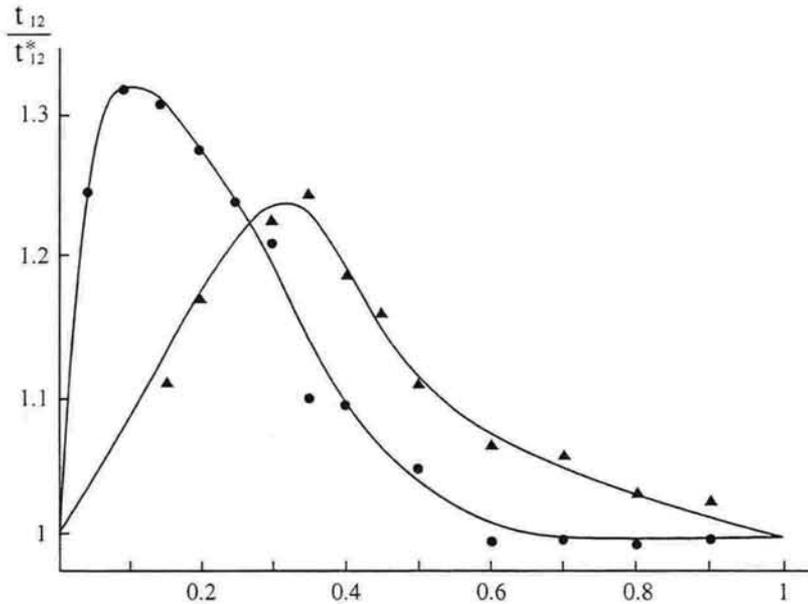


Fig. 6 - Variation de t_{12} / t_{12}^* avec n_1 , la proportion de grands disques dans un empilement à deux tailles de disques, pour deux rapports de taille : ● $k = 4$; ▲ $k = 2$. t_{12} est le pourcentage de contacts réels entre petits et gros disques que l'on mesurerait dans un empilement aléatoire ayant même coordinence moyenne, t_{12}^* est le même mesuré dans l'empilement considéré.

On voit une différence notable entre les deux sortes de contact, ce qui met en évidence une répartition non aléatoire des espèces. Les empilements de ce type (i.e. avec les mêmes valeurs du rapport de taille k) construits par simulations numériques grain par grain sous pesanteur ne présentent aucune ségrégation (si la surface de l'empilement est "plane"), aucun cisaillement n'intervenant.

11.5. Conclusion

Il reste beaucoup à faire pour comprendre le comportement statique ou dynamique des milieux granulaires. Le problème est que, comme pour la plupart des matériaux où cette question se pose, le passage micro (échelle du grain ou du contact intergranulaire) macro (comportement global) est complexe. Le développement des simulations numériques est certainement un outil d'avenir dans ce domaine, surtout (et sans doute seulement) si elles s'effectuent en liaison avec des expériences.

Remerciements

F. Cantelaube et F.X. Riguidel m'ont beaucoup apporté sur le thème de cet article, ainsi que bon nombre de mes amis du GdR CNRS "Physique des Milieux Hétérogènes Complexes".

11.6. Références

1. **Guyon, E., et Troadec, J.P.**, 1994. *Du sac de billes au tas de sable*. Editions Odile Jacob. **Duran, J.**, 1997. *Sables, poudres et grains*. Eyrolles Sciences. **Bideau, D., et Hansen, A.**, 1993. *Disorder and Granular Media*. North-Holland.
2. **Lee, J.**, 1993. Avalanches in (1+1)-dimensional piles : a molecular dynamics study. *J. Phys.I France*, 2017.
3. **Cantelaube, F.**, 1995. *Ecoulements granulaires dans un tambour à deux dimensions. Ségrégation*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I.
4. **Bak, P., Tang, C., et Wiesenfeld, K.**, 1987. Self organized criticality : an explanation of $1/f$ noise. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 381.
5. **Guyon, E., Roux, S., Hansen, A., Bideau, D., Troadec, J.P., et Crapo, H.**, 1990. Non-local and non-linear problems in the mechanics of disordered systems : application to granular and rigidity problems. *Rep. on Prog. in Phys.*, 53, 373.
6. **Ammi, M.**, 1987. *Analyse de quelques propriétés de milieux granulaires modèles*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I.
7. **Radjaï, F.**, 1995. *Dynamique des rotations et frottement collectif dans les systèmes granulaires*. Thèse de doctorat, Université d'Orsay.
8. **Drake, T.G.**, 1990. Structural features in granular flows. *J. Geophys. Res.*, 95, 8681.
9. **Bagnold, R.A.**, 1941. *The physics of blown sand and desert dunes*. Methuen & Co LTD, London.
10. **Jenkins, J.T., et Savage, S.B.**, 1983. A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic particles. *J. Fluid Mech.*, 130, 187.
11. **Haff, P.K.**, 1983. Grain flow as a fluid-mechanical phenomenon. *J. Fluid Mech.*, 134, 401.
12. **Goldhirschi I., et Zanetti, G.**, 1993. Clustering instabilities in dissipative gases. *Phys. Rev. Lett.*, 70, 1619.
13. **McNamara, S., et Young, W.R.**, 1992. Inelastic collapse and clumping in a one-dimensional granular medium. *Phys. Fluids*, A4, 496.

14. **McNamara, S., et Young, W.R.**, 1994. Inelastic collapse in 2 dimensions. *Phys. Rev. E*, 50, R28.
15. **Limon-Duparcmeur, Y., Herrmann, H., et Troadec, J.P.**, 1995. Spontaneous formation of vortex in a system of self motorized particles. *J. Phys. I France*, 5, 119.
16. **Guyon, E., et Bideau, D.**, 1996. Mixing and segregation in granular matter. In "Instabilities and non equilibrium structures" (E. Tirapegui and W. Zeller, eds). Kluwer Academic Pub. 291.
17. **Williams, J.C.**, 1965. *Chem. Proc. Sup.*, April.
18. **Jullien, R., et Meakin, P.**, 1990. A mechanism for particle size segregation in three dimensions. *Nature*, 344, 425.
19. **Riguidel, F.X., Hansen A., et Bideau, D.**, 1994. Gravity driven motion of a particle on an inclined plane with controlled roughness. *Europhys. Lett.*, 28, 13.
20. **Rosato, A., Strandburg, K.J., Prinz, F., et Swendsen, R.**, 1987. Why the brazil nuts are on the top. *Phys. Rev.Lett.*, 58, 1038.

L'hydrodynamique des milieux granulaires

Jean Rajchenbach

12.1. Introduction

Les matériaux granulaires présentent de nombreux comportements qui restent encore inexpliqués. On peut citer par exemple les propriétés de localisation des déformations, d'écoulements non-newtoniens avec l'existence de régimes de débit intermittent, de ségrégation de tailles et de création de structures spatiales. Ces systèmes se trouvent au coeur de nombreuses questions qui concernent la complexité et le désordre. En particulier, leur comportements collectifs soulèvent des problèmes nouveaux dans le domaine de la Physique Statistique. Un point essentiel qui différencie ces matériaux formés de grains macroscopiques des fluides traditionnels est l'absence d'agitation moléculaire. On ne peut donc plus guère utiliser les hypothèses de base de la mécanique statistique pour obtenir les propriétés d'équilibre, telle la distribution des vitesses, ou la théorie de la réponse linéaire pour calculer les propriétés de transports. De plus, il est essentiel de souligner qu'il existe un processus de pertes due à l'*inélasticité* des collisions, contrairement au cas des fluides classiques. Des travaux récents font apparaître que cette inélasticité est la cause de la violation de l'*ergodicité* et de l'*équipartition* [1,2]. Par conséquent, les méthodes standards sont défaillantes pour permettre de passer de la connaissance des interactions microscopiques aux lois de comportements macroscopiques. D'autres questions concernant les matériaux granulaires se sont révélées être générateurs de nouveaux concepts. Par exemple, Bak et al. [3] ont élaboré le concept de systèmes critiques *auto-organisés* en cherchant à modéliser le phénomène de formation d'avalanches. Leur approche constitue une voie d'approche intéressante pour tenter d'expliquer un certain nombre de phénomènes qui ont des lois de fluctuations anormales, non gaussiennes, et qui présentent des propriétés d'invariance d'échelle.

Le calcul théorique des déformations d'un milieu granulaires à partir des interactions microscopiques est complexe : il nécessite de savoir traiter à la fois les contacts de longues durées et les collisions quasi instantanées, qui sont tous deux à l'origine de forces de cisaillement. Le traitement du problème, du point de vue de la Mécanique, suppose la connaissance des lois de contact, de frottement et de choc. Comme loi de contact, les auteurs se satisfont souvent d'une condition d'imperméabilité, ou bien ils considèrent la loi de Hertz [4] qui énonce que la force de répulsion s'écrit comme une puissance $3/2$ de l'écrasement, mais qui n'est valable que pour des sphères. Pour loi de frottement on considère généralement la loi de Coulomb, qui exprime que la force de friction est indépendante de la vitesse

dès lors qu'elle est non-nulle; il faut remarquer qu'en l'absence de mouvement relatif, la loi de friction est multivaluée. Pour définir la loi de choc, on se contente généralement d'introduire un coefficient de restitution inélastique ; soulignons de nouveau que cette définition ne peut s'appliquer qu'à des sphères, car pour des grains d'autres formes, le coefficient de restitution dépend du point d'impact. Rappelons que la loi de Coulomb décrit un frottement sec, sans érosion des surfaces, et que la loi de chocs inélastiques est une approximation bien vérifiée expérimentalement pour des variations de vitesse relative pouvant aller jusqu'à trois ordres de grandeurs. Les lois de contact et de frottement ont des comportements violemment non-linéaires, au sens où, pour chacune d'entre elles, il existe un seuil. Il n'est pas sûr qu'il soit légitime de "régulariser" la loi de friction au voisinage de sa singularité, ce qui a pour effet d'éliminer des solutions dégénérées.

Les concepts de base de la physique des systèmes granulaires sont dus à Coulomb [5], Hagen [6], Rankine [7], Reynolds [8], Janssen [9] et Bagnold [10]. Dès 1773, Coulomb a élaboré un modèle où il calcule la pente maximale que peut présenter à l'équilibre la surface d'un matériau granulaire. C'est, dirions-nous aujourd'hui, une approche de "continuum". Cinquante ans avant que Cauchy ne fonde les bases de la mécanique du solide et n'introduise la relation tensorielle qui lie les contraintes et les déformations, Coulomb invente le concept de cisaillement et la notion de force de frottement solide. En écrivant qu'au sein du tas de sable la force de friction solide entre deux nappes est proportionnelle à la composante du poids qui agit normalement à l'interface, la condition de glissement s'écrit $mg \sin\theta > k mg \cos\theta$ et l'angle de repos maximale du talus est donné par $\tan\theta_r = k$. L'angle θ_r ("angle de friction") est un paramètre interne du matériau. Pour un empilement de billes de verres, l'angle limite de stabilité est $\theta_r=25^\circ$, pour du sable de Fontainebleau $\theta_r=37^\circ$. Plus généralement, en présence d'une force de poussée horizontale, il existe un seuil donné par le rapport entre les deux contraintes principales donné par $\sigma_1/\sigma_3 = (1 + \sin\theta_r)/(1 - \sin\theta_r)$, et au delà duquel la déformation se localise sur une bande de glissement dont l'inclinaison θ est donnée par le critère de Mohr-Coulomb (Fig.1):

$$(1) \quad \frac{\sigma_1 \cos\theta - \sigma_3 \sin\theta}{\sigma_3 \cos\theta + \sigma_1 \sin\theta} = \tan\theta_r$$

où σ_3 et σ_1 sont les deux contraintes principales selon la verticale et l'horizontale, et θ_r , l'angle de friction interne du matériau, soit :

$$(2) \quad \theta = \frac{\pi}{4} - \frac{\theta_r}{2}$$

Après Coulomb, un autre grand physicien, Reynolds, s'est intéressé au tas de sable et a introduit le concept très important de dilatance [8]. Il a compris pourquoi il était nécessaire qu'un milieu granulaire se dilate pour pouvoir se déformer. En effet, une déformation globale du milieu suppose des réarrangements locaux des

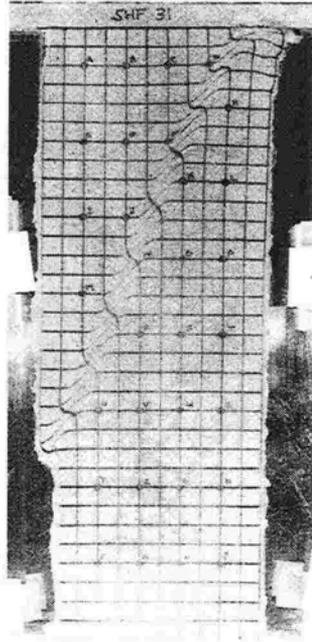


Fig. 1 - Lorsque le rapport des deux contraintes principales est supérieur au seuil de plasticité de Mohr-Coulomb ($\sigma_1/\sigma_3 > 1 + \sin\theta / 1 - \sin\theta$), la déformation se localise sur des bandes de cisaillement (Thèse de W. Hammad (1991). Cliché aimablement fourni par J. Desrues, Laboratoire 3S, Grenoble).

particules, et si le milieu ne se dilate pas, les particules sont trop imbriquées les unes par rapport aux autres pour pouvoir se déplacer. Il existe aussi une certaine analogie entre la propriété de dilatance des poudres et la transition vitreuse : la dynamique se fige en dessous d'un certain volume libre critique.

Bagnold [10] a distingué les deux limites d'écoulement lorsque des particules sont transportées par le fluide ambiant, celui où le comportement rhéologique du fluide reste newtonien, et celui où indépendamment du fluide interstitiel, la loi de comportement est contrôlée par les collisions. La transition entre ces deux régimes est gouvernée par un nombre sans dimension :

$$(3) \quad B = \rho \phi^2 \text{grad } v / \nu \quad (\text{nombre de Bagnold})$$

où ρ et ν sont la densité et la viscosité du fluide interstitiel, et ϕ et $\text{grad } v$ le diamètre des grains et la vitesse de déformation de l'écoulement. On sait que dans un fluide newtonien classique, c'est la diffusion de l'impulsion due aux chocs qui est à l'origine de la viscosité, et que les collisions sont provoquées par les mouvements d'agitation thermique des molécules. Par contre, étant donné que dans le cas des écoulements granulaires, les particules ne sont pas douées d'agitation thermique et que les collisions résultent les flots macroscopiques eux-mêmes. Bagnold a déduit une relation d'échelle valable pour la loi de comportement d'un

flot de particules non browniennes. Nous reviendrons sur ce point plus en détail par la suite.

Nous allons successivement passer en revue les principaux travaux expérimentaux et théoriques qui concernent les écoulements lents, puis ceux qui concernent les écoulements rapides. Ensuite, nous nous intéresserons au régime de flots intermittents, c'est à dire au phénomène d'avalanches.

12.2. Régime des déformations lentes

De nombreux articles de revue ont été consacrés aux régimes de déformations lentes [11-14]. L'existence d'un tenseur symétrique reliant contraintes et déformations reste discutée, à cause des micro-rotations [15]. Un formalisme d'élasticité micropolaire (à la Cosserat) pourrait être mieux approprié. De toute manière, ce formalisme tensoriel, qui pourrait être non-symétrique, ne serait applicable que pour des déformations de faibles amplitudes puisque les déformations se localisent en une bande de cisaillement au delà du seuil de Mohr-Coulomb [16].

12.2.1. Un exemple d'écoulement lent : la vidange d'un sablier

Un exemple typique de flots lents nous est donné par la vidange d'une trémie ou d'un sablier. Hagen, en 1852 fut le premier à effectuer des mesures systématiques portant sur l'écoulement d'un sablier [6]. Il proposa la loi suivante pour le débit J :

$$(4) \quad J \sim D^{5/2}$$

où J n'est fonction que du diamètre D du col, et ne dépend pas de la hauteur totale de matière résidant dans le réservoir du haut, du moins tant que cette hauteur h est grande devant une certaine valeur critique h_c .

Cette loi de débit qui ne suit pas le théorème de Bernoulli et ce comportement en $D^{5/2}$ ont trouvé leur interprétation en 1895 grâce à Janssen, qui a développé un modèle pour expliquer la loi de pression observée dans les tuyaux verticaux ou les silos rempli de grains. Son approche éclaircit le rôle joué par la friction solide et les parois du récipient. A titre d'illustration rappelons la modélisation de Janssen [9]. Considérons dans un tube vertical de diamètre D une tranche horizontale d'épaisseur dz et de poids $\pi D^2/4 \rho dz$. Janssen admet que le tenseur des contraintes est anisotrope, et fait deux approximations. Premièrement, il définit une pression verticale moyennée dans la tranche ($\pi r^2 \sigma_v = \int \sigma_{zz}(r) 2\pi r dr$) et suppose que la pression σ_h normale à la paroi verticale du silo est une fraction μ de cette pression verticale : $\sigma_h = \mu \sigma_v$. Deuxièmement, il suppose que la contrainte de cisaillement σ_{rz} née de la friction solide et qui s'oppose à l'écoulement, est proportionnelle à cette pression horizontale σ_h : $\sigma_{rz} = -k \sigma_h = -k \mu \sigma_v$. Moyennant ces deux hypothèses, l'équation d'équilibre de la tranche s'écrit :

$$(5) \quad \rho g - \text{grad } p - \frac{4k\mu}{D} p = 0 \quad (\text{avec } p = \sigma_v)$$

ce qui donne par intégration sur toute la hauteur de la colonne :

$$(6) \quad p = \frac{\rho g D}{4k\mu} \left[1 - \exp\left(-\frac{4k\mu}{D} z\right) \right].$$

Lorsque $h \ll h_c = D/4k\mu$, la pression a un comportement de type hydrostatique : elle varie linéairement avec la profondeur (Fig. 2). Par contre, l'introduction du frottement solide à la paroi a une implication remarquable : p sature à une valeur constante $\rho g D/4k\mu$ lorsque $h \gg h_c$ (Fig. 2). Ceci correspond au phénomène d'écrantage dû aux parois, celles-ci soutenant une partie du poids. Les mesures montrent bien une variation de la pression en fonction des hauteurs de remplissage du silo qui est en accord qualitatif avec les prédictions de Janssen, quoique ses hypothèses soient assez fortes ; entre autres, elles supposent partout la friction "pleinement mobilisée" ($\sigma_{rz} = -k\sigma_h$), alors qu'en principe seule l'inégalité $-k\sigma_h < \sigma_{rz} < k\sigma_h$ a lieu d'être satisfaite en l'absence de mouvement.

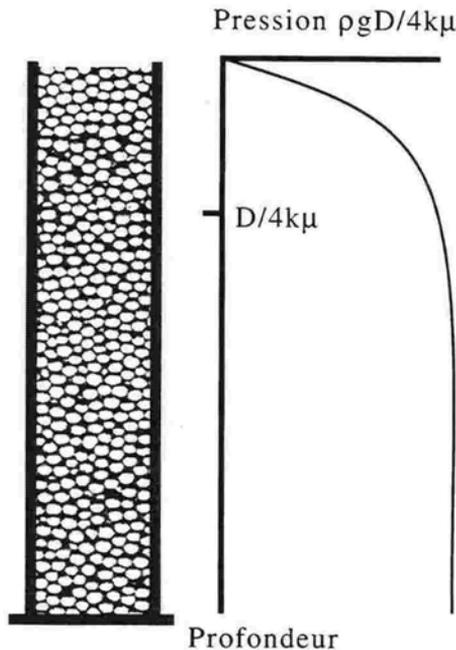


Fig. 2 - La pression dans une colonne de grains atteint une valeur de saturation pour une profondeur proportionnelle au diamètre de la colonne et inversement proportionnelle au coefficient de friction solide avec les parois.

C'est ce phénomène d'écrantage qui explique la loi de débit dans un sablier : la hauteur qui doit intervenir dans l'écriture de la relation de Bernoulli n'est pas h , mais $D/4k\mu$; celle-ci s'écrit donc $v^2 = 2gD/4k\mu$. Il vient donc naturellement pour le débit :

$$(7) \quad J \sim \rho g^{1/2} D^{5/2}.$$

Brown et Richard [17] et Beverloo [18] montrent l'existence d'un diamètre minimal D_m , au dessous duquel le débit s'annule :

$$(8) \quad J \sim \rho g^{1/2} (D-D_m)^{5/2}$$

D_m est de l'ordre de 4 ou 5 diamètres de grains.

Ce phénomène de blocage de l'écoulement correspond à la formation spontanée d'une voûte au niveau du col. La formation de cette voûte est favorisée par la contraction des lignes de courant dans le convergent ; la diminution du volume spécifique qui s'ensuit peut provoquer l'arrêt du flot si la concentration locale devient supérieure au seuil de dilataance.

12.2.2. Modèles stochastiques d'écoulements lents

Le problème des écoulements lents a été abordé d'un point de vue complètement différent par Litwiniszyn [19], Mullins [20] puis Caram et Hong [21]. Litwiniszyn utilise une approche stochastique de particules sur réseau, qui, de l'écoulement, ne retient que l'aspect lié aux empêchement stériques. Les particules situées au voisinage immédiat de l'orifice du sablier disparaissent sous l'effet de la gravité et les particules ne peuvent se déplacer que d'un site occupé vers un site vide (Fig. 3).

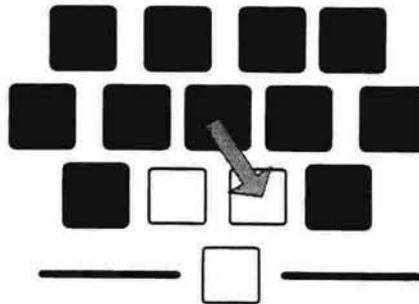


Fig. 3 - Dans la modélisation de Litwiniszyn [19], les particules se déplacent sous l'effet de la gravité, mais ne peuvent sauter que d'un site occupé vers un site vide. Ce mouvement des particules s'identifie à une marche au hasard de lacunes biaisée vers le haut.

Ce mouvement de particules s'identifie à une marche au hasard de lacunes biaisée vers le haut et la probabilité P que le site (x,z) soit inoccupé s'écrit

$$(9) \quad \frac{\partial P}{\partial z} = D \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}.$$

On reconnaît là une équation de diffusion dans laquelle la coordonnée d'altitude z joue le rôle du temps. Partant d'autres hypothèses de base, qui sont celle d'un modèle cinématique, Nedderman et Tüzün [22] ont introduit un modèle simple basé sur des règles suivantes : s'il existe suivant une coupe horizontale un gradient de vitesse verticale $\partial V_z / \partial x$, il existe alors un courant horizontal de particules qui comble les lacunes créées dans les régions qui se dépeuplent le plus vite. La façon la plus simple de décrire cet effet consiste à écrire que la vitesse horizontale des grains V_x dépend linéairement de $\partial V_z / \partial x$. En combinant cette relation avec l'équation d'incompressibilité $\text{div} V = 0$, on trouve un profil gaussien des vitesses dans le cas d'un trou de vidange ponctuel. Ce résultat est comparable à celui de Litwiniszyn. Soulignons cependant que l'approche de Litwiniszyn est stochastique alors que celle de Nedderman et Tüzün est déterministe. Pour Litwiniszyn, un réseau de particules marquées se brouille lors de l'écoulement à cause de la diffusion, tandis que pour Nedderman et Tüzün, ce réseau subit simplement une distorsion.

Ces modèles stochastiques ont récemment été repris par Caram et Hong [21], qui ont renouvelé l'approche de Litwiniszyn en utilisant un algorithme d'automates cellulaires. Ils ont étudié le problème de flot contre un obstacle et en introduisant une relation non-linéaire entre le flux et la densité locale, ils retrouvent une équation de type Hwa-Kardar [23], et mettent en évidence l'existence d'ondes de densité similaire aux problèmes de "traffic-jams".

12.3. Les écoulements rapides

12.3.1. Lois de comportement dans les suspensions concentrées

Les travaux précurseurs sont dus au militaire britannique Bagnold, auteur d'un ouvrage classique sur la formation des dunes qui fut écrit après des années de campagne dans les ergs d'Arabie [24]. Afin d'accéder au comportement rhéologique d'une suspension concentrée de grains, et de mettre en évidence le rôle joué par les collisions entre des particules non browniennes, Bagnold [10] a réalisé des expériences dans une cellule de cisaillement annulaire avec des particules de cire immergées dans un liquide de densité ajustée, ce qui lui permet de se délivrer des effets de la gravité. Suivant la vitesse du cisaillement imposé, il a mis en évidence la transition entre un régime "macro-visqueux", pour lequel la suspension garde un comportement newtonien, et un régime "collisionnel", pour lequel la loi de comportement du milieu est entièrement gouvernée par les chocs entre les particules. Dans le régime collisionnel, Bagnold trouve que la contrainte de cisaillement varie comme le carré du taux de déformation, et il interprète ce

comportement grâce à l'argument suivant : comme dans le cas d'un fluide newtonien, la viscosité provient de la diffusion de l'impulsion due aux chocs, mais contrairement au cas de particules browniennes pour lesquelles la fréquence de collisions est régie par la vitesse d'agitation moléculaire, la fréquence de collisions entre deux nappes adjacentes est ici régie par la vitesse d'entraînement. Plus précisément, tant le nombre de collisions par unité de temps que la quantité d'impulsion transférée lors de chaque choc varient comme la vitesse relative de deux couches. Il s'ensuit que la contrainte de cisaillement varie comme le carré du gradient de la vitesse :

$$(10) \quad \sigma_{xz} \sim (\text{grad } v)^2.$$

Un certain nombre de confirmations expérimentales de cette relation, tout au moins qualitatives, ont été obtenues sur des milieux granulaires secs, principalement grâce à des mesures effectuées sur le même dispositif de cisaillement en géométrie annulaire [25-30]. Cette géométrie permet de plus d'accéder à la variation du rapport de la contrainte de cisaillement sur la contrainte normale σ_{xz}/σ_{zz} selon la vitesse de la déformation. Le modèle collisionnel de Bagnold prédit que ces deux quantités augmentent simultanément avec la vitesse de cisaillement, mais que leur rapport reste à peu près constant puisque la composante normale de la pression varie aussi comme $(\text{grad } v)^2$ (ce rapport σ_{xz}/σ_{zz} définit l'angle de friction dynamique). Le fait que les collisions soient partiellement inélastiques ne change pas fondamentalement le résultat de Bagnold ; le coefficient de restitution e n'intervient simplement que comme un préfacteur de l'expression de la contrainte de cisaillement.

Drake [31] réalise des expériences de flots sous gravité, en opérant dans un canal vertical bidimensionnel, ce qui lui permet d'accéder simultanément aux profils de vitesse et de densité. Il souligne l'importance des conditions aux limites à la paroi inférieure : si le fond du canal n'est pas frottant, la vitesse de glissement à l'interface est de l'ordre de 50 % de la vitesse moyenne du flot. Il distingue cinq zones suivant la profondeur : un lit fixe, une zone de mouvements par blocs, une zone de mouvements de grains plus individualisés mais toujours en contact permanent, une zone "chaotique", où les grains sont tantôt en contact solide, tantôt en interaction collisionnelle, et une zone où les grains subissent entre deux chocs des vols balistiques. Il accède aussi aux composantes fluctuationnelles des énergies cinétiques de rotation et de translations. Les fluctuations de vitesses translationnelles sont qualitativement gaussiennes, ce qui n'est pas le cas pour les fluctuations de rotation. Il n'y a pas équipartition : l'énergie correspondant aux degrés de liberté de rotation est de l'ordre du quart de celle stockée sur les degrés de liberté de translation. Rajchenbach et al. [32] ont aussi étudié un écoulement bidimensionnel de sphères, mais celles-ci étaient placées dans un tambour tournant, ce dispositif permet de réaliser sur des situations de régimes permanents et non sur des transitoires, et de régler à volonté le débit en agissant sur la vitesse de rotation. Ceux-ci ont analysé les comportements moyens et les fluctuations en réalisant des statistiques portant sur des centaines de clichés (Fig. 4). Ils ont établi les lois d'échelles suivies par les profils de vitesses et les densités dans une large gamme de débits. Un de leurs résultats principaux est l'existence d'un profil

linéaire pour la vitesse dans la zone dense, pour laquelle la densité sature à une valeur constante. Ce résultat est en contradiction avec la prédiction de Bagnold. En effet, écrivons que la force de friction due aux collisions inter-grains varie comme $\alpha(\nabla v)^2$, et prenons en compte le terme de Coulomb de friction solide. L'égalité entre la force motrice, qui est la composante du poids le long de la pente, et des forces dissipatives, donne pour le régime permanent [33]:

$$(11) \quad -\alpha \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \rho g z (\sin\theta - k \cos\theta) = 0$$

Un développement limité au voisinage de $\theta = \theta_r$ et deux intégrations successives conduisent à

$$(12) \quad v(z) = \frac{2}{3} \left[\frac{\rho g h^3}{\alpha \cos\theta_r} \right]^{1/2} (\theta - \theta_r)^{1/2} [1 - (z/h)^{3/2}]$$

où h est l'épaisseur du lit en écoulement. Le terme collisionnel de Bagnold conduit donc à un profil de vitesse en $v/v_{\max} \sim 1 - (z/h)^{3/2}$, et non pas en $v/v_{\max} \sim 1 - (z/h)$ comme observé expérimentalement. Par contre, il est important de noter que le profil linéaire observé (gradient constant) est incompatible avec l'existence d'une loi de comportement monovaluée reliant la contrainte et la vitesse de déformation.

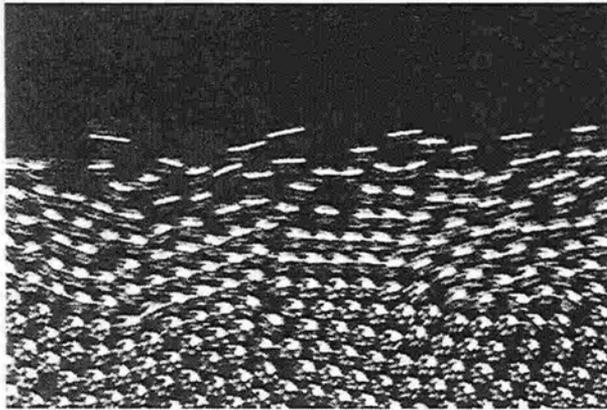


Fig. 4 - Ecoulement de surface dans un tambour tournant. Le profil des vitesses est linéaire (d'après [32]).

12.3.2. Simulations numériques.

On a assisté ces dernières années à une véritable explosion du nombre de travaux utilisant des algorithmes destinés à des calculs sur ordinateurs et qui concernent la dynamique des matériaux granulaires. Les premières simulations numériques sont

dues à Cundall [34] et Cundall et Strack [35] ; leur approche, communément mentionnée sous l'appellation de "Distinct Element Method", s'applique dans sa version initiale aux déformations quasi-statiques et tient compte de la non inter-pénétrabilité (dans la limite d'une certaine résolution) et de la friction (à l'aide d'une loi régularisée). Cette approche est voisine dans son esprit d'autres algorithmes largement utilisés par la suite et qui sont des adaptations de ceux utilisés en dynamique moléculaire [36-46]. Dans ceux-ci existe une loi d'interaction répulsive (généralement prise de type Hooke ou Hertz), non nulle tant qu'il y a recouvrement des particules non déformées. Pour traiter le régime de déformations rapides, un coefficient de restitution inélastique est introduit ; notons que le choix simultané de ce facteur de perte et du potentiel impose un temps de collision, qui doit être comparé au temps entre deux collisions (particules "molles" ou "dures") et au pas de temps élémentaire du calcul. Le facteur de perte peut être introduit dans une approximation d'interaction visco-élastique. Pour une loi de pénétration de Hooke, une force visqueuse en $F = -k \partial x / \partial t$ convient. Pour une loi de Hertz, la prise en compte de la variation de l'aire de contact conduit à adopter une force visqueuse en $F \sim -x^{1/2} \partial x / \partial t$ (Loi de Kuwabara-Kono [47]). On peut aussi comme Walton et Brown [48] considérer deux coefficients élastiques K_1 et K_2 différents pour la charge et la décharge (modèle avec hystérésis) : dans ce dernier cas, le coefficient de restitution inélastique apparaît naturellement comme le rapport $(K_1/K_2)^{1/2}$. Evitant toute approximation de régularisation, Moreau [49] propose un algorithme original qui respecte le caractère discontinu et polyvalué des lois de contact et de frottement. Il existe aussi des procédures qui n'utilisent pas une discrétisation des équations de la Mécanique sur un certain pas de temps, mais pour lesquelles les trajectoires sont recalculées après chaque collision élémentaire ("event driven algorithms") [50, 51]. A condition qu'ils soient numériquement stables, ces simulations sont déterministes dans leur esprit. A l'opposé, d'autres auteurs [52-54] ont proposé des algorithmes de type Monte-Carlo.

12.3.3. Modèles d'écoulements collisionnels

Nous allons présenter ci-dessous quelques modèles concernant l'hydrodynamique d'assemblées de sphères inélastiques. Ces systèmes sont éloignés des systèmes réels, tels des sables ou des graviers, mais l'introduction du caractère dissipatif de la loi de collisions permet déjà de prédire un certain nombre de comportements remarquables. Nous ne considérerons pas ici les frottements, c'est à dire que les forces de contacts seront supposées normales. Par conséquent, le couplage entre les degrés de liberté de translation et de rotation qui se fait via la friction solide, sera négligé. Les collisions sont supposées binaires, et la conservation de l'impulsion avant et après le choc impose la loi de collision suivante :

$$(13) \quad \begin{aligned} v'_1 &= \frac{1}{2} (1-e) v_1 + \frac{1}{2} (1+e) v_2 \\ v'_2 &= \frac{1}{2} (1+e) v_1 + \frac{1}{2} (1-e) v_2 \end{aligned}$$

Un choc parfaitement élastique correspond donc à une opération de permutation des vitesses. Lors d'un choc mou ($e = 0$), les deux particules restent solidaires et poursuivent leur trajectoire à la vitesse du centre de masse avant le choc.

Les approches hydrodynamiques suivent la démarche suivante : dans un premier temps, les coefficients de transport sont établis à partir de considérations microscopiques, en utilisant des méthodes inspirées de la théorie cinétique des gaz, et modifiées pour tenir compte de l'inélasticité des collisions. Dans un second temps, on passe à une description continue en utilisant les lois de conservation relatives à la masse, à l'impulsion et à l'énergie.

Il importe cependant de souligner quelques différences essentielles par rapport aux gaz de sphères dures. Même dans le cas pour lequel le coefficient de restitution élastique est proche de l'unité, un état d'équilibre permanent ne peut exister que grâce à un apport continu d'énergie. L'inélasticité des collisions brisent la symétrie par renversement du temps des lois micromécaniques, ce qui a de fortes émergences sur les comportements macroscopiques. De plus, il n'y a pas de raison pour affirmer que l'état macroscopique corresponde à une exploration permanente de tous les micro-états, et puisse être caractérisé par une fonction de distribution. Une définition thermodynamique de la température $1/T = dS/dE$ n'aurait guère de sens, mais les auteurs définissent tout de même une "température granulaire" en lui donnant une signification cinétique : celle-ci correspond aux fluctuations de l'énergie cinétique [55]. Enfin, l'approximation de continuum est discutable dans le cas de grains peu élastiques : comme l'ont montré Bernu et Mazighi [50], l'impulsion est amortie au bout d'un nombre de chocs $n \approx 3 / (1-e)$ dans le cas de la propagation d'une séquence de collisions le long d'une chaîne linéaire, c'est à dire sur quelques tailles de grains dans le cas d'un milieu dense et peu élastique.

12.3.3.1. Détermination des coefficients de transports

Considérons un écoulement de cisaillement : lors de chaque collision entre deux grains appartenant à des nappes adjacentes, une certaine quantité de mouvement est transférée. La matrice de collision permet de calculer la quantité de mouvement échangée ; elle est égale à $(m/2) (1+e) (v_2-v_1)$. La fréquence de collision est donnée par $(v_2-v_1)/\lambda$, où λ est l'intervalle libre entre deux grains. La force de cisaillement moyenne s'écrit donc $(m/2) (1+e) (v_2-v_1)^2/\lambda$. En faisant apparaître la densité volumique $\rho = m/(\phi + \lambda)^3$ et le gradient de vitesse typique $(v_2-v_1)/(\phi + \lambda)$ entre les particules collisionnantes, on obtient pour la contrainte de cisaillement, $\sigma_{xz} \sim ((\rho_0 \phi^3)/\lambda) (\text{grad } v)^2$, ρ_0 étant la densité volumique de l'empilement compact. On obtient aisément : $\lambda = \phi [(\rho_0/\rho)^{1/3} - 1]$. La viscosité dynamique s'écrit donc :

$$(14) \quad \eta \sim \frac{\rho_0 \phi^2}{(\rho_0/\rho)^{1/3} - 1} \text{ grad } v.$$

En introduisant la "température granulaire" T proportionnelle à $u^2 = \langle v^2 - \langle v \rangle^2 \rangle$, on obtient pour la viscosité $\eta \sim \rho_0 \phi / ((\rho_0/\rho)^{1/3} - 1) \sqrt{T}$ [56, 57]. Pour de très faibles concentrations, on retrouve la limite classique : $\eta \sim \rho \lambda \sqrt{T}$.

En déterminant la quantité d'énergie cinétique échangée à chaque collision, on obtient par un raisonnement analogue le coefficient de diffusion thermique :

$$(15) \quad k \sim \frac{\phi^2}{(\rho_0/\rho)^{1/3} - 1} \text{ grad } v.$$

Le terme nouveau de l'équation de conservation de l'énergie correspond à la dissipation d'énergie d'origine inélastique. Ce terme de "puits" s'évalue simplement grâce à la matrice de collision binaire [56, 58]. On obtient :

$$(16) \quad \Delta E \sim 1/4 m (1-e^2) (v_2-v_1)^2.$$

La fréquence de collision est de l'ordre de $(v_2-v_1)/\lambda$ et la densité volumique ρ . Ce terme de puits s'écrit donc :

$$(17) \quad I \sim (1-e^2) \frac{\rho \phi^2}{(\rho_0/\rho)^{1/3} - 1} (\text{grad } v)^3$$

ou encore

$$(18) \quad I \sim (1-e^2) \rho u^3 / \lambda.$$

12.3.3.2. Apparition spontanée de structures

Nous allons esquisser ci-dessous le problème du refroidissement d'un gaz de sphères dures sous l'effet des collisions inélastiques. Après que le modèle cinétique nous ait permis de déterminer ci-dessus les coefficients de transport, il nous est possible d'écrire les trois équations de conservation usuelles de l'hydrodynamique.

$$(19) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= - \nabla \rho v \\ \frac{D \rho v}{Dt} &= - \nabla \sigma \\ \frac{DT}{Dt} &= - k \Delta T - \text{tr}(\sigma D) - I \end{aligned}$$

où σ est le tenseur des contraintes, D la partie symétrique du tenseur des taux de déformation et T la température granulaire.

Dans un premier temps, prenons comme état de référence l'état sans écoulement ($v=0$) et uniforme dans l'espace (toutes les dérivées spatiales sont nulles). Le terme de puits d'énergie peut se réécrire $(\partial/\partial t) T = -\rho (1-e^2) T^{3/2}/\lambda$, et on obtient immédiatement la loi de refroidissement dans un processus homogène [56] :

$$(20) \quad T(t) = \frac{T_0}{(1 + [\rho(1-e^2)T_0^{1/2}/2\lambda]t)^2}.$$

Cette dynamique lente, en t^{-2} au temps long, provient du fait que le temps entre deux collisions successives $\lambda T^{1/2}$ diverge lorsque les particules deviennent très froides. On peut définir une échelle de temps typique en $\tau_h = \lambda/(1-e^2)T_0^{1/2}$. En fait, comme l'ont montré Goldhirsch et Zanetti [59], ce processus de refroidissement uniforme dans l'espace ne peut survenir que pour de petits systèmes. En effet, les équations de l'hydrodynamiques sont instables par rapport aux développements spontanés de modes hydrodynamiques. Par conséquent, la dynamique du système sera donc essentiellement commandée par la relaxation du mode dominant, à condition cependant que sa durée de vie soit supérieur au temps typique du refroidissement homogène.

Il est aisé d'estimer le temps de relaxation d'un mode de cisaillement de vecteur d'onde q sous l'effet de la viscosité : on a $dv_q/dt = -vq^2 v_q$. Dans un système dilué, la viscosité cinématique $\nu = \eta/\rho$ est proportionnelle à $\lambda T^{1/2}$. On en déduit pour la durée de vie du mode q : $\tau_q = \lambda T^{1/2} q^2$.

La relaxation du système correspond à un refroidissement homogène si $\tau_h \gg \tau_q$. Lorsque cette inégalité est vérifiée, T reste de l'ordre de grandeur de T_0 pendant toute la durée de la relaxation du mode v_q , et on peut approximer τ_q par $\lambda T_0^{1/2} q^2$. Par conséquent, l'inégalité $\tau_h \gg \tau_q$ implique la relation $\lambda^2 q^2 \ll 1-e^2$. Cette condition détermine la taille maximale $L_0 \equiv \lambda/(1-e^2)^{1/2}$ des systèmes pour lesquels un processus de refroidissement homogène spatialement pourra exister [59, 60].

Par contre, dans le cas où la taille de l'échantillon est supérieure à L_0 , la relaxation du mode q de plus longue durée de vie ($q = 2\pi/L$) impose sa structure spatiale. Il apparaît donc une modulation spontanée du champ de vitesse, et le champ de température lui est asservi. Ces mouvements d'ensemble de particules ont pour effet de minimiser le nombre de chocs, et induisent une distribution des vitesses non pas maxwellienne, mais bimodale. Aux temps très longs, ce mode de cisaillement s'amortit, et la densité de particules cesse d'être uniforme dans l'espace. Suivant Goldhirsch et Zanetti [59], cette instabilité secondaire relative à la densité trouve son origine dans l'inhomogénéité du champ de température. En effet, lors de l'amortissement du mode q , les zones les plus chaudes sont situées dans les régions de forts cisaillements, et le gradient de pression cinétique qui en résulte chasse les particules depuis les régions chaudes vers les régions les plus froides (Fig. 5). On assiste donc à la formation spontanée d'amas et à une structuration du champ de vitesse en contradiction complète avec une approximation de "chaos moléculaire". Notons qu'il a été avancé que l'existence des amas de matière interstellaire pourrait aussi résulter de l'existence de collisions dissipatives [60].

Le caractère inélastique des chocs est aussi à l'origine d'un autre mécanisme de création d'agrégats : il s'agit du phénomène qualifié de "catastrophe inélastique". En effet, à cause de l'inélasticité, un groupe de particules s'entre-collisionnant peut subir un nombre infini de collisions en un temps fini, dissipant toute l'énergie cinétique (calculée dans le repère du centre de masse) et en réduisant l'espace entre les particules à zéro. Bernu et Mazighi [50] ont montré que ce mécanisme d'agrégation survenait en dessous d'une valeur critique e_c du coefficient de restitution, qui est égale à $\tan^2[\pi/4 (1-(1/N))]$ dans le cas d'une chaîne linéaire de N particules.

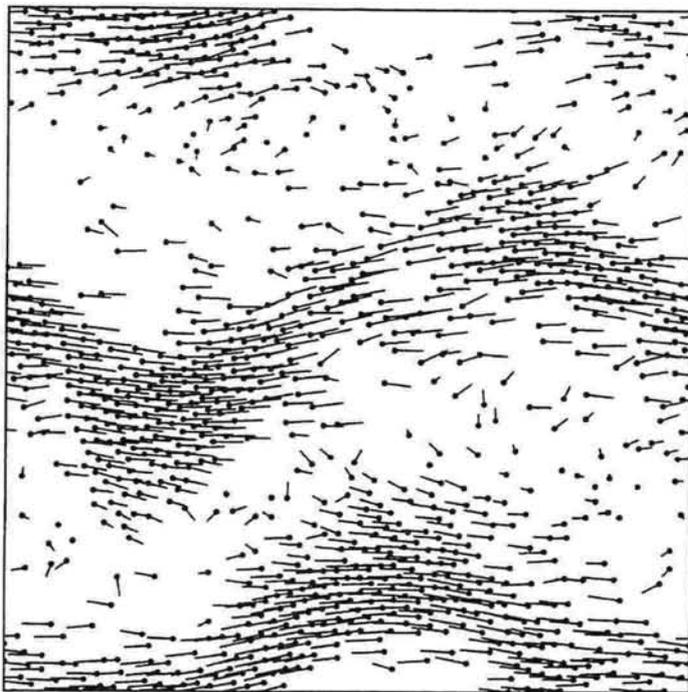


Fig. 5 - Champ de vitesses montrant, lors du processus de refroidissement d'un gaz de sphères dures inélastiques, l'apparition spontanée de modes de cisaillement et une ségrégation spatiale des particules (illustration aimablement fournie par McNamara et Young, Scripps Institute of Oceanography, La Jolla).

12.4. Ecoulement par avalanches intermittentes

12.4.1. Introduction

Dans certaines géométries, l'écoulement peut se produire par séries discrètes d'avalanches ; c'est le cas des expériences où l'angle de pente n'est pas fixé, mais est réglé par le débit lui même. Dans ce dernier cas, et si le débit est faible, la pente du tas augmente lentement jusqu'à atteindre l'angle limite de stabilité θ_{\max} qui est donné par le critère de Mohr-Coulomb. Ensuite, il se produit un écoulement rapide en surface, qui a pour effet de réduire l'angle de pente à une valeur inférieure.

Récemment, des théoriciens du domaine de la physique statistique et des systèmes dynamiques ont introduit des modèles élémentaires d'avalanches. Bak et al. [3, 61] ont introduit à ce propos un nouveau concept : celui de "système critique auto-organisé". La modélisation de Bak et al. est la suivante : les particules (sur réseau) sont ajoutées une à une et au hasard sur la surface du tas. Dès que la pente locale du tas dépasse l'angle limite θ_c , une avalanche se déclenche. Celle-ci non seulement transporte des particules en excès sur les sites voisins, mais déstabilise quelques particules sous-jacentes. Cet ensemble de particules qui s'écoulent est susceptible

de déclencher en aval d'autres avalanches. Afin de calculer les lois de débit, de distributions temporelles, etc., ils introduisent un algorithme d'automates cellulaires avec des règles simples de réarrangements locaux et de flux. Ils trouvent deux faits majeurs : premièrement, au voisinage de la pente de talus θ_c , il apparaît des avalanches de volume infini, ou, plus exactement, la distribution de volume des avalanches suit une loi de puissance : $P(v) \sim 1/v^\alpha$ (avec $\alpha=1,37$ à trois dimensions); deuxièmement, la durée de vie des avalanches suit une loi en $1/t^\beta$ (avec $\beta=0,92$ à 3 dimensions). De tels comportements rappellent les phénomènes de divergence de la longueur de corrélations et de ralentissement des fluctuations qui surviennent au point critique, dans les systèmes présentant des transitions de phases du second ordre. La différence est que, dans ce modèle simple d'avalanches, le système s'ajuste spontanément dans son état critique (avec un angle de pente égal à sa valeur critique θ_{max}), sans qu'il y ait besoin de régler de l'extérieur un paramètre de contrôle. Il s'agit donc selon Bak et al. d'un système critique *auto-organisé*, cet état critique étant un attracteur de la dynamique d'évolution naturelle de ce système.

Dans cette version initiale, le système est non-conservatif, du point de vue de la quantité de matière. Il peut être vue comme une boîte noire qui, à cause de la complexité de ses interactions internes, transforme un bruit spatio-temporel d'entrée blanc et gaussien en un bruit spatio-temporel de sortie en $1/f$.

Ce modèle a fait couler beaucoup d'encre, parce qu'il existe dans la nature un grand nombre de phénomènes présentant des statistiques de fluctuations "anormales", avec des propriétés d'invariance d'échelle. On peut citer les nombreux "bruits en $1/f$ " qui existent en physique du solide, ou bien encore l'activité des taches solaires, la turbulence développée, la statistique des tremblements de terre [62], ou bien même les fluctuations des marchés boursiers [63]. De tels comportements semblent être la signature de systèmes complexes à dynamique non-linéaire et à grand nombre de degrés de liberté. Bak a voulu voir dans l'"auto-criticalité" un mécanisme générique capable d'expliquer l'origine d'un grand nombre de ces phénomènes [64]. Ce modèle a été abondamment commenté et modifié par la suite. Un grand nombre de règles différentes ont été proposées [65-67].

Il a été aussi proposé des versions continues de modèle d'avalanches. Hwa et Kardar [23] ont proposé une équation de diffusion avec bruit dont le paramètre d'ordre h est l'écart à la pente limite, avec un terme non linéaire en $\partial/\partial x h^2(x,t)$:

$$(21) \quad \frac{\partial}{\partial t} R(x,t) = -\gamma \frac{\partial}{\partial x} h^2(x,t) + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} h(x,t) + \eta(x,t).$$

Le terme $D \frac{\partial^2}{\partial x^2} h(x,t)$ correspond à la relaxation d'une bosse par diffusion, mais le terme $-\gamma \frac{\partial}{\partial x} h^2(x,t)$ brise la symétrie $h \rightarrow -h$, et est censé rendre compte de l'existence d'une pente seuil pour le déclenchement d'avalanches. Comme ils l'ont montré, cette équation présente des propriétés intrinsèques d'invariances d'échelles, et une méthode de renormalisation dynamique permet d'accéder aux exposants critiques. Par la suite, Grinstein [68], Grinstein et Lee [69] ont proposé d'analyser les diverses classes de modèles suivant leur caractère conservatif ou non, et de

l'isotropie de leur dynamique d'évolution : dans le cas d'un bruit non-conservatif et d'une dynamique d'évolution isotrope, ils montrent que le système tend spontanément vers un état critique.

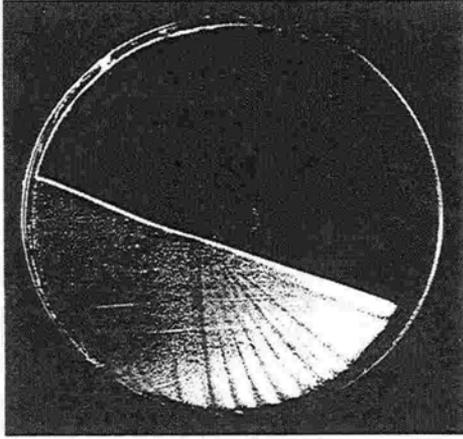
12.4.2. Résultats expérimentaux concernant les avalanches

Diverses équipes d'expérimentateurs ont étudié la statistique de la distribution des avalanches dans le but de mettre en évidence un éventuel comportement auto-critique. Evesque et Rajchenbach [70] à Paris, et Jaeger et al. [71] à Chicago ont utilisé le même dispositif. Il s'agit d'un cylindre tournant partiellement rempli de sable. A faible vitesse de rotation, la pente de la surface libre du tas s'accroît continûment jusqu'à ce qu'une avalanche se déclenche, réajuste l'angle de pente à une valeur inférieure. Notons au passage que pour ce dispositif, le régime d'écoulement devient continu pour de plus grandes vitesses de rotation, et que la transition entre le régime d'écoulement intermittent et le régime d'écoulement permanent manifeste une hystérésis [33]. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

Pour le régime d'écoulement par avalanches, ces deux équipes ont établi la distribution des écarts temporels entre deux avalanches successives, ainsi que la distribution de taille (ou plus exactement des durées) des avalanches. Ils ont montré qu'il existe un intervalle de temps caractéristique entre deux avalanches successives, avec des fluctuations de type gaussien, et non pas un spectre continu en puissance, sans échelle de temps caractéristiques. Ils ont montré de plus qu'il existait une taille typique d'avalanches (avec aussi des fluctuations gaussiennes). L'intervalle de temps typique entre avalanches consécutives correspond à des angles de déclenchement et d'arrêt moyen bien définis. En conséquence, ils ont démontré que le système ne présentait pas de caractère critique. De plus, Evesque et Rajchenbach ont démontré qu'il n'existait aucune corrélation entre le temps d'attente qui correspond au processus de chargement, c'est à dire la rotation du tas au repos, et la durée de l'avalanche elle-même. Ceci a suggéré à Morales-Gamboa et al. [72] d'analyser la séquence des angles de déclenchement et des angles d'arrêt en terme de processus markovien.

Pour le système expérimental étudié, le fait marquant est donc qu'il existe non pas des lois de puissance pour le spectre des fréquences de déclenchement ou la distributions de tailles des avalanches, mais **une taille caractéristique** d'avalanche, et **deux angles bien définis**: l'angle de départ θ_{\max} et l'angle d'arrêt θ_{\min} . Une question intéressante consiste donc à s'interroger sur l'origine de cet hystérésis angulaire (Fig. 6).

Cependant, en 1990, une autre équipe, celle-ci appartenant au Laboratoire IBM de Yorktown Heights, a obtenu un résultat contradictoire [73] (voir aussi [74]). Ils ont utilisé un autre dispositif expérimental. Dans leur montage, des grains de sable sont déversés régulièrement sur un plateau circulaire (de diamètre $\phi \sim 1$ cm, 2 cm, 3,7 cm). Dans un premier temps, un tas conique se forme, jusqu'à ce que sa base atteigne le diamètre du plateau. Ensuite dans un second temps, la matière qui arrive en surplus déborde suivant un processus d'avalanches intermittentes. La masse



g. 6 - On observe un régime d'avalanches intermittentes pour l'écoulement de surface dans un cylindre tournant, lorsque la vitesse de rotation est faible. La stratification observée ici correspond aux avalanches du passé, et est provoquée par la ségrégation entre grosses et fines particules.

pondante à chacune de ces avalanches est recueillie sur une balance digitale placée. Ces expérimentateurs déterminent la loi de distribution de masses des avalanches, et trouvent une loi de puissance $P(M)=M^{-2.5}$. Ils trouvent donc un comportement qui obéit à une invariance d'échelle. Ils établissent aussi la densité locale de la fréquence de déclenchement des avalanches, et obtiennent une loi de Poisson qui signifie qu'on a affaire à un processus normal de Poisson, avec un intervalle de temps de corrélation. Ces expériences effectuées avec des plateaux de petits diamètres sont incompatibles avec l'existence des deux angles typiques θ_{max} et θ_{min} . En revanche pour des plateaux de plus grands diamètres ($R \sim 7$ cm), ils retrouvent des oscillations entre 2 angles de départ et d'arrêt bien définis, comme dans les expériences de Evesque et Rajchenbach [70] ou de Jaeger et al. [71].

Comme ces auteurs [73,74] ont annoncé avoir trouvé un système expérimental montrant un comportement auto-critique, il faut noter qu'il apparaît choquant que le caractère "critique" disparaisse dans la limite des grandes tailles ; c'est justement l'inverse de ce qu'on attend pour un vrai phénomène critique. Liu et al. [75] ont étudié comment les effets de taille finie pouvaient modifier le comportement des avalanches et comment ceux-ci pouvaient masquer le phénomène d'hystérésis. La différence entre θ_{max} et θ_{min} est de l'ordre de 2 ou 3 degrés. Si la base du tas est de rayon R , l'ajout d'un seul grain augmente la pente d'un angle ϕ/R ($\phi \sim 2$ mm est le diamètre du grain) ce qui est supérieur à $\theta_{max} - \theta_{min}$. Par conséquent, la résolution angulaire n'est pas suffisante pour observer le phénomène d'hystérésis. Par contre dans le cas de tas ayant une base de rayon supérieur à 7 cm, la résolution angulaire devient suffisante pour distinguer les oscillations entre θ_{max} et θ_{min} .

Il apparaît maintenant donc clairement que les avalanches de sables ne suivent pas le comportement d' "auto-criticalité". Mais il faut remarquer que le "tas de sable" de Jaeger et al. est essentiellement un modèle didactique utilisé pour introduire le concept d'auto-criticalité. Il faut souligner que ce modèle n'est pas réaliste en ce qui concerne le sable réel ; il ne tient compte ni de l'inertie des particules, ni des

collisions, ni du caractère tridimensionnel de l'écoulement. Ce modèle aura eu le mérite de porter l'attention sur un nouveau concept, et ces expériences auront montré que la statistique des avalanches est principalement gouvernée par l'existence de deux angles typiques de départ et d'arrêt, avec des fluctuations gaussiennes autour de ces deux valeurs.

Nous allons nous intéresser maintenant au problème de l'hystérésis angulaire.

12.4.3. Problème de la bistabilité

12.4.3.1. Modèle de Bagnold

Le premier auteur à proposer une interprétation pour l'hystérésis angulaire fut Bagnold [76]. Dans son article devenu classique sur le mécanisme de formation d'avalanches lorsqu'on déplace un tas de sable à l'aide d'un bulldozer, Bagnold en attribue l'origine au phénomène de dilatance. Bagnold souligne le fait que le déclenchement de l'avalanche nécessite une dilatation préalable de la nappe en écoulement. Selon lui, l'hystérésis angulaire provient du fait que la modification structurale liée à dilatation nécessite un incrément d'énergie potentielle par rapport à l'angle limite de talus ; on peut définir un angle de repos avant dilatation, et une autre valeur de l'angle limite pour le milieu dilaté. Des considérations sur des empilements simples (de type "boulets de canon", c'est à dire hexagonal compact) conduisent à un ordre de grandeur de 2 degrés pour l'hystérésis angulaire, ce qui est raisonnable pour le sable.

A ce niveau, il est important de souligner que cette dilatation s'accompagne aussi d'une baisse du coefficient de friction, puisque le système est moins dense : ceci peut être une **autre cause concourant à la bistabilité**, l'analogue du problème classique de l'oscillateur qui possède une résistance à pente localement négative. C'est sur cette voie que se sont orientés les travaux plus récents.

12.4.3.2. Modèle de Caponeri et al.

Ces auteurs [77] expliquent l'hystérésis angulaire observé dans le montage du cylindre tournant en faisant l'analogie avec un processus de "stick-slip" ; ce phénomène est illustré classiquement par l'exemple suivant : un palet repose sur une surface rugueuse horizontale et est attaché à un ressort dont l'autre extrémité est astreinte à se déplacer à vitesse constante V . L'équation de mouvement s'écrit :

$$(22) \quad m \ddot{x} = k (Vt - x) - mg \mu(\dot{x})$$

où k est la raideur du ressort et μ le coefficient de friction.

Si le coefficient de friction *dynamique* entre le substrat et le palet est inférieur au coefficient de friction *statique*, le palet se meut via une succession de sauts périodiques. Dans le dispositif de cylindre tournant, l'angle que la surface libre fait avec l'horizontale croît linéairement avec le temps et on peut faire l'analogie entre l'accroissement de l'énergie potentielle de gravité du tas et le chargement du ressort dans l'expérience modèle. L'angle de déclenchement de l'avalanche est donné par

le critère de Coulomb : $\tan \theta = \mu$. Mais à cause de la dilatation, le coefficient de friction dynamique actif sur la nappe en écoulement est inférieur au coefficient de friction statique. Ces auteurs écrivent donc que μ est une fonction du flux J qui s'écoule, et ils proposent le système d'équations suivant :

$$(23) \quad \frac{\partial}{\partial t} \theta = \omega - 1/2 e R^2 J$$

R est le rayon du cylindre, e l'épaisseur de la nappe qui s'écoule, et ω la vitesse de rotation et :

$$(24) \quad \frac{\partial}{\partial t} J = egh [\sin \theta - \mu(J) \cos \theta]$$

La première équation rend compte de la conservation de la matière, la seconde décrit le mouvement de la nappe et est décalquée sur l'équation de mouvement d'un palet sur un plan incliné. En linéarisant au voisinage de J puis en éliminant J de ces 2 équations, Caponeri et al. obtiennent une équation différentielle du type $a\ddot{\theta} + b\dot{\theta} + c\theta = c$, dans laquelle le signe de a est donné par $\partial\mu/\partial J$. Par conséquent, selon le comportement de μ en fonction du débit J on peut observer divers régimes : écoulement permanent, variation sinusoïdale du débit ou bien système manifestant des oscillations de type "stick-slip", c'est à dire des avalanches intermittentes.

Ce modèle de palet tiré par un ressort et présentant des mouvements de stick-and-slip a été généralisé par Burrige et Knopoff [77] (voir aussi Carlson et Langer [62]) dans la perspective de modéliser les phénomènes de séismes : ils ont considéré une chaîne ou un réseau de palets reliés par des ressorts, et ont montré que ce système pouvait présenter une dynamique chaotique, avec une statistique d'événements comparable à la loi de Gutenberg-Richter observée pour les tremblements de terre. Caponeri et al. suggèrent qu'une dynamique chaotique peut exister sous certaines conditions, dès lors qu'on considère les interactions spatiales entre les diverses nappes.

12.4.3.3. Modèle de Jaeger et al.

En 1990, Jaeger et al. [79] proposent un mécanisme qui permet d'explicitier la dépendance du coefficient de friction solide avec la vitesse. Ces auteurs attribuent deux origines différentes à la dissipation. La première correspond au processus décrit par Bagnold en 1954 et correspond au mécanisme collisionnel : $F_{col} \sim (\text{grad}v)^2$. Un tel mécanisme de dissipation pourrait être pertinent dans le régime d'écoulement rapide, mais ne peut conduire à une instabilité, puisque la dissipation croît avec la vitesse relative. De même, on n'a pas tenu compte de la dilatation préalable que doit subir la nappe avant de pouvoir s'écouler. Ils imaginent donc une autre source de dissipation, qui serait due à la perte d'une certaine fraction de l'énergie potentielle lorsqu'une particule tombe dans la corrugation formée par le lit des particules sous-jacentes. Si ces dépressions ont une hauteur h , l'énergie

potentielle perdue varie comme $mg h \sin \theta$, avec $h = 1/2 g \tau^2 \sin \theta$ et $\tau = (\text{grad} v)^{-1}$ (τ est le temps de chute). Cette énergie potentielle perdue s'écrit donc comme $1/2 m (g \sin \theta)^2 / (\text{grad} v)^2$ et peut être considérée comme le travail d'une certaine force de friction F_{frict} sur une distance qui sera typiquement de l'ordre de ϕ . De plus pour la limite $\text{grad} v = 0$, on doit retrouver le coefficient de friction statique $F_{\text{frict}} = mg \sin \theta_{\text{max}}$; on trouve donc pour le comportement asymptotique de F_{frict} :

$$(25) \quad F_{\text{frict}} = 1/2 mg \sin \theta / [(1 + (\text{grad} v)^2) / g \sin \theta]$$

et en ajoutant la contribution du terme de Bagnold $F_{\text{col}} \sim (\text{grad} v)^2$, qui décrit le comportement limite à grandes vitesses

$$(26) \quad F_{\text{frict}} + F_{\text{col}} = \frac{1}{2} \frac{mg \sin \theta_{\text{max}}}{(1 + (\text{grad} v)^2) g \sin \theta} + a (\text{grad} v)^2$$

Au repos, la valeur maximale de la friction correspond à $mg \sin \theta_{\text{max}}$, θ_{max} est l'angle maximum de stabilité. Ensuite, l'écoulement se déclenche et la friction décroît, jusqu'à atteindre sa valeur minimale $mg \sin \theta_{\text{min}}$. En dessous de cette valeur il n'existe qu'une seule solution qui correspond au tas au repos. Entre θ_{min} et θ_{max} existent deux solutions stables : une solution correspond au tas au repos, et l'autre solution correspond au régime d'un écoulement permanent (Fig. 7). La solution qui correspond à une pente négative pour la force de friction en fonction de $\text{grad} v$ est instable. Dans cette région $\theta_{\text{min}} < \theta < \theta_{\text{max}}$, le système manifeste une hystérésis et le tas est soit en repos, soit en écoulement suivant les conditions de préparation.

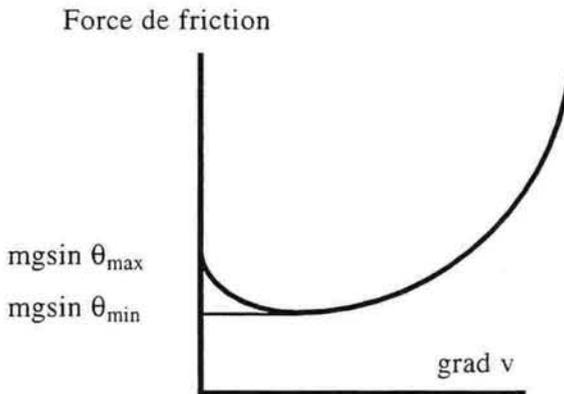


Fig. 7 - Dans le modèle de Jaeger et al. [79], la force de friction présente un minimum en fonction du taux de cisaillement. Pour un même angle θ ($\theta_{\text{min}} < \theta < \theta_{\text{max}}$), le système peut être soit au repos, soit en écoulement, suivant son histoire.

12.4.3.4. *Modèle de Bouchaud et al.*

Bouchaud et al. [80] se sont intéressés à ce phénomène de bistabilité, et ils ont proposé une nouvelle approche dont l'idée maîtresse est de distinguer deux populations de particules : une couche de particules en écoulement, d'épaisseur $R(x,t)$, et un substrat de particules fixes avec un profil $h(x,t)$. Ces deux populations sont couplées par un mécanisme d'interconversion, la population de billes immobiles fixant le lit de l'écoulement, et régissant par conséquent l'angle de pente.

Le mécanisme d'interconversion défini est le suivant : il y a capture de particules mobiles par le lit fixe lorsque l'angle de pente devient inférieure à θ_{\max} , ou bien délogement de particules fixes sous l'effet des impacts dus aux billes en mouvements si $\theta > \theta_{\max}$. Ils supposent de plus que le nombre total de particules est conservé localement.

Ils proposent en conséquence la forme suivante pour la dynamique du profil $h(x,t)$ du lit de particules fixes :

$$(27) \quad \frac{\partial}{\partial t} h(x,t) = -\gamma R(x,t) (\theta - \theta_{\max})$$

avec $\frac{\partial}{\partial x} h = \tan \theta$ et $\gamma > 0$.

Supposant pour simplifier que les particules mobiles s'écoulent avec une vitesse v constante tout le long de la pente, et obéissent à une certaine loi de diffusion caractérisée par le coefficient D , ils en déduisent la dynamique d'évolution suivante pour la population des billes en mouvement :

$$(28) \quad \frac{\partial}{\partial t} R(x,t) = \gamma R(x,t) (\theta - \theta_{\max}) + v \frac{\partial}{\partial x} R(x,t) + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} R(x,t).$$

Le premier terme décrit donc l'amplification de l'avalanche si $\theta > \theta_{\max}$ ou son atténuation si $\theta < \theta_{\max}$. Le second terme correspond au transport convectif de l'avalanche. Le troisième terme décrit l'étalement de l'avalanche par diffusion.

La vitesse v est donnée par la vitesse limite entre deux collisions : elle aura pour ordre de grandeur $(g\phi)^{1/2}$ (ϕ est le diamètre des grains); γ est donné par la fréquence de collision v/ϕ et le coefficient de diffusion D doit être de l'ordre de $v\phi$. Conformément à la discussion adoptée par de Gennes [81], regardons ce que donne la dernière équation lorsqu'un paquet d'espèces roulantes naît au site $x=0$ au temps $t=0$: $R(0,0) = R_0 \delta(x,t)$. Si $\theta > \theta_{\max}$ ce paquet est transporté le long de la pente à une vitesse v , s'amplifie en $\exp[\gamma(\theta - \theta_{\max})t]$ et s'étale spatialement avec une largeur qui varie avec le temps comme $2Dt$. Une certaine partie des billes mobiles remonte la pente par diffusion jusqu'au site $x=0$. A l'instant t le nombre de billes mobiles localisées en $x=0$ varie donc comme $R(0,t) \sim \exp[\gamma(\theta - \theta_{\max})t - v^2t^2/4Dt]$. Ce modèle implique donc l'existence d'un angle de stabilité marginale supérieur $\theta_{\text{sup}} = \theta_{\max} + v^2/4D\gamma$ pour le lit des billes fixes. Cette limite spinodale de stabilité

trouve son origine dans le processus de diffusion vers l'amont des particules fixes délogées par les billes en mouvements.

12.4.3.5. Application au montage de cylindre tournant : instabilité de la solution correspondant à l'écoulement stationnaire dans la limite des faibles vitesses de rotation

De Gennes [81] apporte quelques amendements à ce modèle. Dans l'approche de Bouchaud et al., la plage angulaire comprise entre θ_{sup} et θ_{max} n'est pas à proprement parler une région de métastabilité pour laquelle le tas de sable est soit au repos, soit en écoulement, suivant l'histoire de sa préparation. Dans ce modèle, l'avalanche se déclenche à θ_{max} , et les processus de diffusion et de capture augmente la pente du lit fixe jusqu'à θ_{sup} . Tenant pour négligeable le terme de diffusion vers l'amont (dont la portée ne doit pas excéder quelques tailles de grains) et notant que les expériences donnent une distribution d'angle pour le déclenchement [70], de Gennes introduit un terme de nucléation comme source supplémentaire possible de particules mobiles, tout en conservant les mêmes termes de capture et de délogement que Bouchaud et al. Ce terme de nucléation décrit le délogement de particules nichées dans leur puits de potentiel $U(\theta)$ sous l'effet d'un bruit mécanique, comme par exemple des vibrations extérieures. On peut introduire une température effective T_{eff} pour caractériser l'amplitude de ce bruit extérieur, et envisager le délogement comme un processus thermiquement activé : $R \sim \exp -[U(\theta)/ T_{eff}]$. L'angle pour lequel on commencera à observer la mise en mouvement d'une quantité notable de particules sera donné par $U(\theta_{max}) \sim T_{eff}$. Dans une géométrie de tambour rotatif, les populations des particules fixes et mobiles sont données par :

$$(29) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} h(x) &= -\gamma (\theta - \theta_{max}) R(x,t) + \omega x \\ \frac{\partial}{\partial t} R(x,t) &= \gamma (\theta - \theta_{max}) R(x,t) + v \frac{\partial}{\partial x} R(x,t) \end{aligned}$$

où ωx décrit l'incrément régulier de l'inclinaison de la surface libre dû au processus de rotation et où le terme de diffusion est négligé. A grande vitesse de rotation, l'écoulement est permanent. On obtient les profils de densité en écrivant $\partial/\partial t = 0$ dans les deux équations ci-dessus. Par contre, à faible vitesse de rotation, lorsque le temps d'écoulement $t = \mathcal{D}/v$ (\mathcal{D} = diamètre du tambour) est petit devant le temps d'attente $(\theta - \theta_{max})/\omega$ entre deux avalanches successives, l'écoulement est intermittent ; une nouvelle nucléation est nécessaire pour déclencher une avalanche. La vitesse de rotation qui délimite la transition entre l'écoulement intermittent et l'écoulement permanent sera donnée par $\omega = v(\theta - \theta_{max})/\mathcal{D}$.

Alexander et de Gennes [81] ont remarqué que pour des fréquences de rotation pas trop élevées, la solution stationnaire de l'écoulement surfacique était instable par rapport à des modulations du débit. En effet, regardons comment s'amplifie un paquet d'espèces roulantes préparé au site $x=0$ au temps $t=0$ ($R(0,0) = R_0 \delta(x,t)$) pour l'angle $\theta = \theta_{max}$. Puisque $R/R = \gamma(\theta - \theta_{max}) = \gamma\omega t$ on déduit $R = R_0 \exp(1/2\gamma\omega t^2)$. Il

existe donc un temps caractéristique donné par $(\gamma\omega)^{-1/2}$ pour l'amplification. Lorsque le temps d'amplification est grand devant le temps d'écoulement \mathcal{D}/v , c'est à dire lorsque $\omega \ll v^2/\gamma\mathcal{D}^2$, les équations de Bouchaud et al. [80] conduisent à des fluctuations périodiques de débit, avec une période donnée par le temps caractéristique de l'amplification $(\gamma\omega)^{-1/2}$.

2.6. Références

1. Du, Y., Li, H., et Kadanoff, L.P., 1995. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1268.
2. McNamara, S., et Young, W.R., 1994. *Phys.Fluids*, A4, 496 (1992), *Phys. Fluids*, A5, 34 (1993), *Phys. Rev.*, E50, R28.
3. Bak, P., Tang, C., et Wiesenfeld, K., 1987. *Phys.Rev.Lett.*, 59, 381.
4. Hertz, H., 1881. *J. Reine Angew.Math.*, 92, 156.
5. Coulomb, C., 1776. *Mem. Math. Phys. année 1773*, p.343.
6. Hagen, G., 1852. *Berl. Monatsb. Akad. d. Wiss.*, 35.
7. Rankine, W.J.W., 1857. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 147, 9.
8. Reynolds, O., 1885. *Phil. Mag.*, 20, 469.
9. Jansen, H.A., 1895. *Z. Ver. Dt. Ing.*, 39, 1045.
10. Bagnold, R.A., 1954. *Proc. Roy. Soc. London, ser.A*, 255, 49.
11. Deresiewicz, H., 1958. *Adv. Appl. Mech.*, 5, 233.
12. Row, P.W., 1962. *Proc. Roy. Soc. London, ser.A*, 269, 500.
13. Mroz, Z., 1980. *Proc. 15th Int. Cong. Th. App. Mech.*, F.P.J.Rimrott and B.Tabarrok (eds.), p 119.
14. Spencer, A.J.M., 1982. in "*Mechanics of Solids*" (H.G.Hopkins et J.J.Dewell eds), Pergamon, Oxford.
15. Caillerie, D., 1992. Rapport Greco Géomatériaux.
16. Desrues, J., et Chambon, R., 1986. in "*Large deformation of solids : physical basis and mathematical modelling*" (Zarka and Nemat-Nasser, Eds.), Gittus., p 433.
17. Brown, R.L., et Richard, J.C., 1960. *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, 38, 243.
18. Beverloo, W.A., Leniger, H.A., et Van de Velde, J., 1961. *J. Chem. Eng. Sci.*, 15, 260.
19. Litwiniszyn, J., 1958. *Rheol. Acta.*, 2/3, 146 - 1962. *J. Chem. Phys.*, 36, 1235 - 1963. *Bull. Acad. Pol. Sci., Sér. Sci.Tech.*, 11, 593.
20. Mullins, M.W.W., 1972. *J. App. Phys.*, 43, 665 - 1976. *Powder Tech.*, 23, 115 - 1974. *Powder Tech.*, 9, 29.
21. Caram, C.H.S., et Hong, D.C., 1991. *Phys.Rev.Lett.*, 67, 828.
22. Nedderman, N.R.M., 1979. *U. Tüzün, Powd. Tech.*, 22, 243.
23. Hwa, T., et Kardar, M., 1989. *Phys.Rev.Lett.*, 62, 1813.
24. Bagnold, R.A., 1941. *The Physics of blown sand and desert dunes*, Methuen, London.
25. Novosad, N.J., 1964. *Collect. Czech. Chem. Comm.*, 29,2697.
26. Bridgewater, J., 1972. *An. Soc. Mech. Eng. Pap.*, MH-21.
27. Savage, S.B., et McKeown, S., 1984. *J. Fluid. Mech.*, 127,453.
28. Savage, S.B., 1984. *Adv. Appl. Mech.*, 24, 289.
29. Hanes, D.M., et Inman, D.L., 1985. *J. Fluid. Mech.*, 150, 357.
30. Ahn, H., Brennen, C.E., et Sabersby, R.H., 1988. in "*Micromechanics of granular Materials*" (M.Satake et J.T.Jenkins, Eds.), Elsevier, Amsterdam.
31. Drake, T.J., et Shreve, R.L., 1986. *J. Rheology*, 30, 981 - 1990. *J. Geoph. Res.*, 95, 8681 - 1991. *J.Fluid.Mech.*, 121, 225.

32. Rajchenbach, J., Clément, E., Duran, J., et Mazozi, T., 1995. in "Scale invariance, Interfaces and Non-Equilibrium Dynamics" (A.McKane, M.Droz, J.Vannimenus et D.Wolf, eds) Plenum, New-York.
33. Rajchenbach, J., 1990. *Phys. Rev. Lett.*, 65, 2221.
34. Cundall, P.A., 1971. in "Proceeding of the symposium of the International Society of Rock Mechanics", Nancy, Vol.1, 132.
35. P.A. Cundall, P.A., et Strack, O.D.L., 1979. *Geotechnique*, 29, 47.
36. Walton, O.R., et Braun, R.L., 1986. *Acta Mechanica*, 63, 73.
37. Campbell, C.S., 1989. *J. Fluid. Mech.*, 203, 449.
38. Campbell, C.S., et Brennen, C.E., 1985. *J. Fluid. Mech.*, 151, 167.
39. Campbell, C.S., et Gong, A., 1986. *J. Fluid.Mech.*, 164, 107.
40. Campbell, C.S., 1990. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 22, 57 - 1993. *J. Fluid. Mech.*, 247, 111.
41. Zhang, Y., et Campbell, C.S., 1992. *J. Fluid. Mech.*, 237, 541.
42. Hermann, H.J., 1992 *Physica A*, 191, 263.
43. Gallas, J.A.C., Hermann, H.J., et Sokolovski, S., 1992. *Phys. Rev. Lett.*, 69, 1371.
44. Sokolovski, S., et Hermann, H.J., 1992. *Europhys. Lett.*, 18, 415.
45. Ristow, G.H., 1992. *J. Physique*, 2, 649 - 1994. *Europhysics Lett.*, 28, 97.
46. Taguchi, Y.H., 1992. *Phys.Rev.Lett.*, 69, 1367.
47. Kuwabara, G., et Kono, K., 1987. *Jpn J. App. Phys.*, 26, 1230.
48. Walton, O.R., et Braun, R.L., 1986. *J. Rheology*, 30, 949.
49. Moreau, J.J., 1993. in "Powders and Grains" 93, (Thornton, ed.), Balkema, Rotterdam, p. 227 - 1994. *Eur. J. Mech. A/Solids*, 13, 4-Suppl.
50. Bernu, B., et Mazighi, R., 1990. *J. Phys. A*, 23, 5745.
51. Luding, S., Clément, E., Blumen, A., Rajchenbach, J., et Duran, J., 1994. *Phys. Rev. E*, 49, 1634.
52. Rosato, A.D., Strandburg, K., Prinz, F., et Swendsen, R., 1987. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 1038 - Rosato, A.D., Lan, D., et Wang, D.T., 1991. *Powder Tech.*, 66, 149.
53. Mehta, A., et Barker, G.C., 1993. *Nature*, 364, 486 - 1994. *Europhys.Lett.*, 27, 501.
54. Barker, G.C., et Mehta, A., 1992. *Phys. Rev. A*, 45, 3435.
55. Ogawa, S., Uememura, A., et Oshima, N., 1980. *J. App. Math. and Phys.*, 31, 483.
56. Haff, P.K., 1983. *J. Fluid. Mech.*, 134, 401.
57. Jenkins, J.T., et Richman, M.W., 1985. *Phys. Fluids*, 28, 3485.
58. Jenkins, J.T., et Savage, S.B., 1983. *J. Fluid. Mech.*, 130, 187.
59. Goldhirsch, I., et Zanetti, G., 1993. *Phys. Rev. Lett.*, 70, 1619 - Goldhirsch, I., Tan, M.L., et Zanetti, G., 1993. *J. Comp.Sci.*, 8, 1.
60. Young, W.R., 1995. *Cours à l'institut Henri Poincaré*, Paris.
61. Bak, P., Tang, C., et Wiesenfeld, K., 1988. *Phys. Rev. A*, 38, 364.
62. Carlson, J.M., et Langer, J.S., 1989. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 2632.
63. Anderson, P.W., 1989. *Bulletin of the Santa Fe Institute*, 4, 13.
64. Bak, P., 1990. *Physica A*, 163, 403.
65. Grassberger, P., et Manna, S.S., 1990. *J. Physique*, 51, 1077.
66. Riste, T., et Sherrington, D., 1991. *Spontaneous Formation of Space-Time Structures and Criticality*, Kluwer Academic Press.
67. McKane, A., 1994. *Scale invariance, Interfaces and Non-Equilibrium Dynamics*, Plenum.
68. Grinstein, G., 1990. *Phys. Rev. Lett.*, 65, 1121.

69. Grinstein, G., et Lee, D.H., 1991. *Phys. Rev. Lett.*, 66, 177.
70. Evesque, P., et Rajchenbach, J., 1988. *C.R.A.S.*, 307, Ser.II, 223.
71. Jaeger, H.M., Liu, C.H., et Nagel, S.R., 1989. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 40.
72. Morales-Gamboa, E., Lomnitz-Adler, J., Romero-Rochin, V., Chicharo-Sera, R., et Peralta-Fabi, R., 1994. *Phys. Rev. E*, 47, R2229.
73. Held, G.A., Solina, D.H., Keane, D.T., Haag, W.J., Horn, P.M., et Grinstein, G., 1990. *Phys. Rev. Lett.*, 65, 1120.
74. Grumbacher, G., McEwen, K., Halverson, D.A., Jacobs, D.T., et Lindner, J., 1993. *Am. J. Phys.*, 61, 329.
75. Jaeger, H.M., et Nagel, S.R., 1992. *Science*, 1523, March.
76. Bagnold, R.A., 1966. *Proc. Roy. Soc. London, Ser.A*, 295, 221.
77. Caponeri, C., Douady, S., Fauve, S., et Laroche, S., 1995. in NATO ASI Series "Mobile Particulate Systems" (E.Guazzelli et L.Oger, Eds.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p 331.
78. Burridge, R., et Knopoff, L., 1967. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 57, 341.
79. Jaeger, H.M., Liu, C.H., et Nagel, S.R., 1990. *Europh. Lett.*, 11, 619.
80. Bouchaud, J.P., Cates, M.E., Ravi-Prakash, J., et Edwards, S.F., 1995. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1982 - 1994. *J. Physique I 4 France*, 1383.
81. de Gennes, P.G., 1995. *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 321 Série II, 501.

La mécanique du sable mouillé

Pierre Evesque et Christophe Lanos

13.1. Introduction

Les milieux granulaires composent notre environnement immédiat. L'existence de toute espèce passe plus ou moins directement par leur utilisation et leur compréhension: à l'image du poisson qui sait nager ou du castor qui sait bâtir des barrages, le fourmilion sait construire des tas à la limite de glissement pour chasser. La compréhension de cet environnement paraît tellement intrinsèque à la survie de l'homme que peu de civilisations ont déifié le concept de milieu granulaire.

Ainsi, depuis longtemps, de nombreux procédés industriels reposent sur l'exploitation des poudres et des grains. Ces procédés, pourtant simples et faciles à appréhender (stockages, transports...), ont généralement nécessité, pour leur mise au point, de nombreuses années d'amélioration patiente, la germination d'idées astucieuses et l'utilisation d'associations d'idées et de résultats expérimentaux plus ou moins simples. L'activité économique autour du milieu granulaire ne se limite cependant pas à ces techniques industrielles anciennes. On note actuellement l'émergence de nombreuses applications nouvelles, d'obtention de brevets (céramique, terre armée, pneu-sol, ancre pour du sable, matelas auto-serrant sous vide pour le transport de blessés,...) accompagnés d'une connaissance théorique accrue du comportement rhéologique des milieux granulaires (stabilité des pentes, liquéfaction pendant les tremblements de terre...).

Le champ d'utilisation des milieux granulaires présente ainsi une grande diversité. Cependant, la compréhension des mécanismes mis en jeu dans ces applications reste simple, voire intuitive. Dans une phase de modélisation, il semble naturel d'associer à cette grande diversité de comportements un nombre suffisant de paramètres de contrôle. Or la multiplication de ces paramètres s'oppose à la simplicité recherchée du modèle. Dans cet article, nous proposons une vue cohérente et unificatrice de la mécanique d'un milieu granulaire, basée sur un nombre restreint de paramètres de contrôle (contrainte intergranulaire, déformation du milieu, histoire des contacts, pression du liquide interstitiel). Le champ d'évolution de ces paramètres traduit la diversité de comportements recherchée. Nous verrons par ailleurs que i) certains états de la matière, aux grandes déformations, sont des attracteurs et que ii) si l'on ramène la description du comportement dans des axes précis, sa description devient beaucoup plus simple. Le modèle proposé retraduit tout à la fois la multitude de réponses différentes observables, la simplicité de la compréhension du comportement du milieu dans le cas de manutentions simples et répétitives, et les "aberrations" de

comportements que l'on observe parfois quand la réponse réelle fournie diffère trop de la réponse prévue.

Ce chapitre se limite à la description des propriétés mécaniques des milieux granulaires saturés ou non en liquide ou fluide, qui subissent des déformations lentes (régime quasi statique). Après un premier paragraphe introductif rappelant les principales caractéristiques mécaniques de ces milieux granulaires (frottement solide, cohésion, dilatance, présentation de Mohr-Coulomb), nous consacrerons le paragraphe suivant à l'influence d'un fluide interstitiel (gaz ou liquide) et à la façon de la décrire. Nous introduirons ainsi l'approximation de Terzaghi qui décompose le milieu en deux milieux effectifs couplés, l'un comprenant l'ossature granulaire, l'autre décrivant l'état du fluide (pression hydrostatique combinée à la loi de Darcy pour décrire l'écoulement). Nous décrirons quelques effets très simples que la présence d'eau peut provoquer (liquéfaction, sable mouvant, stabilité de pente, tic-tac du sablier). Dans la troisième partie, les différents types d'essais qui servent à étudier la mécanique de ces milieux seront décrits avec leurs conditions aux limites précises. Puis, nous aborderons le comportement mécanique précis dans les différents cas précédents en mettant l'accent sur les qualités de contractance ou de dilatance du matériau. L'approche proposée est plus spécifiquement adaptée à l'étude des argiles ou des sables fins. Bien qu'incomplète elle présente l'avantage de montrer que le caractère dilatant-contractant du matériau dépend non seulement des conditions initiales du milieu mais aussi du chemin contrainte-déformation qu'il subit. Nous séparerons ainsi les types d'essais en deux grandes classes (essai normalement consolidé, essai surconsolidé), puis nous distinguerons pour chacune d'elles les essais drainés des essais à volume imposé constant (non drainés). Nous conclurons par une discussion du modèle proposé.

13.2. Rappels introductifs

13.2.1. Frottement

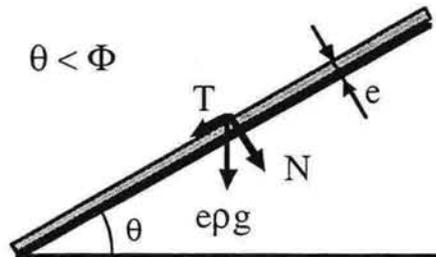


Fig. 1 - Equilibre d'un talus naturel: une couche de terrain, d'épaisseur e et de masse volumique ρ , inclinée d'un angle θ par rapport à l'horizontale reste stable tant que les composantes du poids de la couche, parallèle (T) et perpendiculaire (N) à la pente, sont telles que $T < kN$ où k est le coefficient de frottement caractéristique de l'interface étudiée. Il existe donc un angle maximal de talus Φ tel que $k = \tan \Phi$.

On sait depuis longtemps que la mécanique d'un milieu granulaire est régie par trois grandeurs essentielles: le frottement entre grains, la cohésion intergranulaire et la dilatance. On sait par exemple qu'un talus peut présenter une surface libre inclinée. Coulomb en 1773 [1] introduisit un coefficient de frottement solide pour rendre compte de ce phénomène; il montra en particulier qu'une couche parallèle à la surface libre est en équilibre tant que la composante T de son poids parallèle à cette surface est inférieure à une fraction k de sa composante N normale à cette surface ($T < k N$). k est appelé le coefficient de frottement solide (Fig. 1); selon ce modèle, k est relié à l'angle maximal Φ du talus par $k = \tan \Phi$. Un point remarquable est que l'on ne sait toujours pas calculer Φ à partir des propriétés mécaniques de chaque grain et de leur forme.

13.2.2. Frottement et cohésion

En fait, Coulomb a aussi montré que ce résultat pouvait être modifié par la présence d'une certaine cohésion entre les grains et qu'il ne s'appliquait en toute rigueur que pour les couches très profondes, là où la cohésion intergranulaire devenait négligeable devant les forces de frottement. C'est pourquoi ce résultat doit s'appliquer dans le cas d'un talus présentant une pente très longue, où seule la pente locale peut être plus importante, voire verticale par endroits. Ainsi, on ne peut bâtir des châteaux de sable avec des murs verticaux que de hauteur limitée ou créer des voûtes et des surplombs que de taille finie, (si l'on exclut les effets de dilatance que nous verrons par la suite).

Coulomb a proposé de tenir compte de ces deux phénomènes (frottement solide et cohésion) en ajoutant leur contribution indépendamment l'une de l'autre. Il supposa de plus que la cohésion est isotrope. Dans ces conditions, un moyen simple de poser le problème mathématique est de raisonner en termes de contraintes. Soit σ_1 , σ_2 et σ_3 les contraintes principales au sein du matériau, qui sont a priori non isotropes. On appellera σ_1 la contrainte principale majeure et σ_3 la contrainte mineure. L'équilibre mécanique sera assuré si pour n'importe quelle orientation θ du plan choisi, la contrainte de cisaillement τ_p à laquelle est soumis ce plan, diminuée de la cohésion c (car elle renforce la structure), est inférieure au frottement solide engendré par la contrainte normale σ_p :

$$(1) \quad |\tau_p| - c < k |\sigma_p|$$

Dans le cas contraire, l'équilibre n'est pas préservé, ce qui se traduit par l'apparition d'effondrements ou de bandes de glissement. Il faut donc chercher l'orientation θ du plan pour lequel $|\tau_p| - c / |\sigma_p|$ est le plus grand. τ_p et σ_p s'expriment en fonction de l'orientation θ du plan considéré par rapport à la direction de la contrainte principale majeure σ_1 , de σ_1 , et de la contrainte principale mineure σ_3 (équations traditionnelles proposées par exemple par [2, 3]):

$$(2) \quad \begin{aligned} \tau_p &= (\sigma_1 - \sigma_3) [\sin(2\theta)]/2 \\ \sigma_p &= (\sigma_1 + \sigma_3)/2 + (\sigma_1 - \sigma_3)[\cos(2\theta)]/2 \end{aligned}$$

13.2.3. Plan de Mohr-Coulomb, cercle de Mohr

Le lieu des points à considérer dans le plan (τ_p, σ_p) est donc un cercle, appelé cercle de Mohr, de rayon $R = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$, centré sur l'axe des σ à l'abscisse: $(\sigma_1 + \sigma_3)/2$.

Le lieu où l'inégalité (1) d'équilibre est vérifiée est donné par la section du plan délimitée par les deux demi-droites d'équation $\tau_p - c = k \sigma_p$ et $\tau_p + c = -k \sigma_p$. Si le cercle de Mohr est totalement à l'intérieur de ce secteur, le système est stable; s'il coupe l'une ou l'autre des demi-droites, il est instable pour certaines orientations θ des plans. L'équilibre limite du système est réalisé quand le cercle de Mohr est tangent à ces droites soit quand (Fig. 2):

$$(3) \quad (\sigma_1 - \sigma_3)/2 + c = k [(\sigma_1 + \sigma_3)/2 + (\sigma_1 - \sigma_3)[\cos(2\theta)]/2]$$

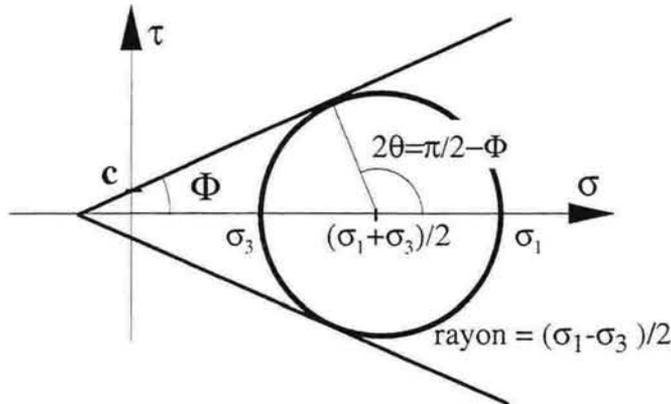


Fig. 2 - Cercle de Mohr, Plan de Mohr-Coulomb: l'équation (2) fournit, en fonction des contraintes principales majeure et mineure, l'expression des contraintes parallèle et normale à une facette d'orientation θ par rapport à la direction de la contrainte principale majeure. Le lieu de ces points est un cercle (cercle de Mohr). L'équilibre mécanique, donné par l'équation (1), est assuré tant que le cercle de Mohr précédent reste à l'intérieur du secteur délimité par deux demi-droites paramétrées par c et $k = \tan \Phi$. Lorsque le cercle de Mohr est tangent à ces frontières, le glissement s'oriente dans une direction formant un angle $\pi/4 - \Phi/2$ avec la direction de la contrainte majeure.

Si le système est à l'équilibre limite, cet équilibre limite n'est réalisé que pour un plan d'orientation θ bien défini: $\Phi + (\pi - 2\theta) = \pi/2$. Le glissement s'il a lieu se fera parallèlement à ce plan; soit dans une direction:

$$(4) \quad \theta = \pi/4 - \Phi/2$$

par rapport à la direction de la contrainte majeure.

13.2.4. Dilatance

En 1885, Reynolds [4] fit une série de constatations remarquables qui lui permit de conclure qu'un milieu granulaire ne pouvait se déformer notablement qu'en se dilatant préalablement: en effet, il faut que certains grains puissent se glisser dans les vides laissés entre les autres pour que les grains puissent bouger les uns par rapport aux autres; ceci nécessite que les pores soient de grande taille et donc que le milieu soit suffisamment dilaté lors de la déformation. Ainsi le milieu devra en général se dilater avant que la déformation n'ait pu avoir lieu. Reynolds appela ce phénomène l'effet de dilatance. Il expliqua ainsi l'assèchement que l'on observe sur le pourtour du pied lorsqu'on pose le pied sur une plage humide; cette sensation d'assèchement est créée par l'augmentation du volume des pores, sans augmentation du volume d'eau contenue dans les pores.

Bien entendu, un matériau granulaire peut être fabriqué à différentes densités suivant la méthode de tassement utilisé; ceci veut dire que l'effet de dilatance observé sera d'autant plus fort que la densité initiale du tas sera grande; de même, nous verrons que la déformation peut engendrer une diminution du volume total du tas, c'est-à-dire une contractance, lorsque le tas est trop lâche.

En fait, le phénomène de dilatance est encore un peu plus complexe: nous verrons (i) qu'un milieu granulaire sous contrainte isotrope doit d'abord se contracter aux très faibles déformations, (autrement son état mécanique serait instable), (ii) qu'il se dilate ensuite (ou au contraire poursuit sa contraction s'il est trop peu dense) et (iii) que la dilatation globale du milieu est fonction non seulement de la densité initiale, mais aussi de la contrainte moyenne qui lui est appliquée: plus cette contrainte est faible, plus le phénomène de dilatance sera important à densité initiale donnée. Ces derniers points n'ont pas été observés par Reynolds, mais ont été étudiés plus récemment grâce à l'utilisation de nouveaux moyens de mesures tels que le test triaxial.

13.3. Influence de l'eau

Il semble, de prime abord, que le comportement macroscopique d'un matériau granulaire doive être très différent lorsque ce dernier est sec ou au contraire totalement saturé de liquide. C'est ce premier a priori qu'il nous semble nécessaire de lever le plus rapidement possible. En effet, toutes les études expérimentales prouvent que l'on peut traiter l'eau et le milieu granulaire comme deux phases séparées tant que les grains restent en contact les uns avec les autres et que les forces de contact sont non nulles. Le tenseur de contrainte total est égal dans ce cas à la somme des tenseurs de contrainte correspondant à chacune des phases.

C'est Terzaghi [5] qui fit le premier cette approximation. Deux cas peuvent alors se présenter suivant qu'il existe ou non un courant de liquide à travers les pores du milieu granulaire.

13.3.1. Absence de courant

Si aucun courant n'a lieu, le tenseur de contrainte totale $\{\sigma_{tot1}, \sigma_{tot2}, \sigma_{tot3}\}$ appliquée sur l'échantillon se décompose en une pression u_w exercée sur l'eau interstitielle et un tenseur $\{\sigma_1', \sigma_2', \sigma_3'\}$ qui décrit les contraintes supportées par le squelette granulaire de telle sorte que la contrainte totale s'écrit :

$$(5) \quad \{\sigma_{tot1}, \sigma_{tot2}, \sigma_{tot3}\} = \{\sigma_1' + u_w, \sigma_2' + u_w, \sigma_3' + u_w\}$$

Dans ces conditions, les lois d'équilibre du tenseur σ' restent les mêmes que dans le paragraphe précédent, c'est-à-dire qu'elles sont données en première approximation par les lois de Mohr-Coulomb, auxquelles on peut rajouter les effets de dilatance.

13.3.2. Effet d'un courant

Si un courant \mathbf{j} traverse le milieu granulaire dans la direction r , il est lié à l'existence d'un gradient de la pression de liquide $d(u_w)/dr$. Ce courant massique \mathbf{j} est donné par la loi de Darcy:

$$(6) \quad \mathbf{j} = v_1 \rho_l \underline{k} \text{ grad}(u_w)$$

où v_1 et ρ_l sont la viscosité cinématique du liquide et sa masse volumique et où \underline{k} est la perméabilité du milieu granulaire. \underline{k} dépend non seulement de la dispersion granulométrique du milieu granulaire, mais aussi de la structure réelle de l'empilement et donc de la densité réelle locale et de l'anisotropie du milieu; c'est cette dernière dépendance qui impose sa nature tensorielle à la perméabilité.

Bien entendu, on sait que l'écoulement d'un liquide à travers un milieu poreux peut être plus complexe, suivant la complexité réelle de la topologie locale des "conduites", et par exemple de la nature fractale du matériau; dans ce cas la perméabilité du milieu n'est plus une grandeur homogène et peut dépendre de l'échelle de longueur de l'expérience. Cependant, les mêmes remarques pourraient être faites aussi en ce qui concerne la cohésion et le frottement solide. Ainsi les lois de cohésion et de frottement solide que nous avons utilisées au paragraphe précédent imposent que le système puisse être considéré comme homogène à l'échelle de la mesure; de la même manière, on doit garder la loi de Darcy sous la forme de l'équation (6) pour rester cohérent avec ce degré d'approximation. La même remarque tient aussi pour l'équation (5).

La perte de charge du liquide exprimée par la loi de Darcy est bien entendu engendrée par le frottement visqueux de l'eau. En conséquence, elle correspond à un accroissement de la contrainte appliquée sur les grains, tout au moins si l'on néglige les termes inertiels.

13.3.3. Equation de continuité

Lorsque le milieu granulaire est complètement saturé d'un liquide, une condition supplémentaire existe, donnée par l'équation de conservation de la matière. Si on appelle ρ_o la masse volumique d'un grain, ρ_s celle du milieu granulaire sec, (ρ_s dépend de la porosité du matériau), ρ_l celle du liquide, et α le rapport de la densité d'un grain solide à celle du liquide, on doit avoir dans le référentiel lié à la structure granulaire:

$$(7) \quad \alpha \operatorname{div} \mathbf{j} + d(\rho_s)/dt = 0$$

Dans le cas d'un gaz de masse volumique ρ_g , le milieu est compressible et l'équation (7) n'est plus valable et doit être remplacée par:

$$(8) \quad \rho_o \{ \operatorname{div} \mathbf{j} + d(\rho_g)/dt \} + \rho_g d(\rho_s)/dt = 0$$

à laquelle doit être associée la loi de variation du volume du gaz avec la pression, loi qui dépend elle-même de la nature de la transformation thermodynamique du gaz (adiabatique, isotherme,...).

13.3.4. Conditions drainées et non drainées

On peut comprendre pourquoi le même échantillon peut avoir des comportements différents suivants les conditions opératoires. Comparons en effet ce qui se passe lorsque l'on utilise un sable sec ou un sable saturé d'eau.

Un sable sec peut se dilater ou se contracter facilement. Par contre, pour qu'un sable mouillé puisse se contracter ou se dilater, il faut qu'il évacue de l'eau de ses pores ou qu'il s'en imbibe. Ceci peut se produire plus ou moins facilement suivant la vitesse à laquelle cette contraction ou dilatation doit être réalisée et selon le volume total concerné: en effet, la loi de Darcy montre que le courant est proportionnel au gradient de pression d'eau. Supposons par exemple que le centre d'un massif subissant une contrainte intergranulaire σ doive se dilater brutalement. Pour que cela puisse se faire, il faut créer un débit d'eau \mathbf{j} et donc un gradient de pression d'eau. Il en résulte une surpression δu_w de la pression de l'eau interstitielle au sein du massif qui ne peut être réalisée que par le rééquilibrage entre contraintes intergranulaires et pression hydraulique ($\sigma_{\text{tot}} = \sigma' + u_w + \delta u_w = \text{cste}$). Il en résulte en particulier une diminution de la contrainte isotrope supportée par le milieu granulaire et une diminution de la limite de résistance du milieu au cisaillement. L'importance de cette diminution dépendra des conditions d'évacuation et d'imbibition de l'eau.

Les mécaniciens des sols se limitent en général à l'étude expérimentale des deux cas extrêmes drainé et non drainé, puis se servent des résultats pour traiter un problème quelconque en utilisant des calculs par éléments finis.

13.3.5. Exemples

13.3.5.1. Premier exemple: stabilité d'une pente sèche et mouillée

La pente limite est $\theta_{\max} = \Phi$ si l'on néglige les phénomènes de dilatance. Si le milieu est saturé d'eau et que l'eau ne s'écoule pas, la contrainte de cisaillement que doit supporter une section plane parallèle à la surface (pente θ) est celle produite par l'eau et par le milieu granulaire: $(m_w + m_g)g \sin \theta$; la contrainte intergranulaire normale à la surface reste la même: $m_g g \cos \theta$; la pente maximum est donnée par la valeur de la contrainte de cisaillement maximale admissible: $\tau = m_g g \cos \theta \tan \Phi$. Ainsi la pente maximale admissible est donnée par $\tan \theta = \tan \Phi m_g / (m_w + m_g)$ qui dépend de la porosité du milieu et de la densité relative de l'eau et des grains. C'est pourquoi les pentes en fond de vallée qui sont souvent saturées d'eau sont plus faibles que sur les côtés. La situation se complique s'il y a écoulement d'eau parallèlement à la surface, ce qui rajoute un cisaillement supplémentaire et diminue la stabilité de la pente. C'est pourquoi les glissements naturels de terrain ont lieu après les pluies.

13.3.5.2. Autres exemples: liquéfaction, sable mouvant, tic-tac du sablier,...

D'autres phénomènes bien connus sont liés à la présence de l'eau: par exemple, on sait qu'un séisme peut liquéfier un sol saturé d'eau. Le mécanisme mis en jeu dans ce phénomène est le suivant: le cisaillement horizontal cyclique qui correspond à la secousse tellurique tend à densifier le sable, mais ceci ne peut arriver à cause de la présence de l'eau qui sature les pores; il en résulte une augmentation de la pression de l'eau interstitielle et une diminution de la contrainte intergranulaire, qui s'annule même par intermittence lorsque le séisme est suffisamment important. Ceci peut déstabiliser les immeubles et provoquer une éruption de l'eau et la formation d'un cratère.

Le cas des sables mouvants fait intervenir un mécanisme probablement différent; ces sables sont le lieu de courants verticaux ascendants d'eau, sous l'effet d'une mise en charge locale, qui mettent le sable en suspension; ce dernier perd ainsi toute capacité portante.

Le "tic-tac" du sablier est provoqué par l'existence d'une surpression périodique de l'air à l'embouchure qui stabilise pendant un instant une voûte de sable et provoque l'arrêt de l'écoulement du sable. Puis l'air filtre lentement à travers les pores, faisant diminuer la différence de pression d'air entre chambre haute et chambre basse, ce qui déstabilise la voûte précédente et permet l'amorçage d'un nouvel écoulement de sable; celui-ci provoque à son tour une augmentation de la pression de l'air dans la chambre du bas et la restabilisation de la voûte. Et ainsi de suite.

Les effets inverses sont possibles: Reynolds pour démontrer le phénomène de dilatance a utilisé une outre remplie de sable et juste saturée en eau. Il a montré i) l'augmentation très forte de la résistance mécanique d'un milieu granulaire soumis à une compression uniaxiale si on l'oblige à garder son volume constant, et sinon ii) la sensation d'assèchement que l'observateur ressent visuellement au moment où il pose son pied sur une plage de sable humide.

Enfin, la présence d'eau dans un massif peut permettre de stabiliser temporairement les parois d'une excavation (tranchée par exemple). En effet, le mouvement du terrain cherche à créer une dilatation du milieu, engendrant ainsi une diminution de la pression interstitielle, ce qui rend le milieu "cohésif".

13.4. Les différents types d'essais

Comme nous l'avons montré à l'aide de quelques exemples, la rhéologie d'un milieu granulaire dépend des contraintes qu'il subit. Le caractère polyphasique de ce milieu granulaire (grains et fluides interstitiels) permet d'envisager de multiples conditions expérimentales:

- Différentes conditions de drainage:

i) Le drainage du fluide interstitiel et la conservation du volume du milieu granulaire sont liés:

- en condition **non drainée**, le sable est astreint à garder son volume constant. La pression de l'eau interstitielle peut rester constante ou non suivant les cas pratiques étudiés;

- en condition **drainée**, l'eau interstitielle est libre de circuler afin d'équilibrer sa pression. Si les déformations sont très lentes, et la taille des pores grande, on parle alors de sable **parfaitement drainé**.

- Différents types d'essais:

ii) On peut imposer l'absence de dilatation latérale en exploitant la symétrie; l'essai **œdométrique**, durant lequel on confine l'échantillon de sable dans un moule métallique rigide, en est un exemple.

iii) On impose à la pression moyenne $p=(\sigma_1+\sigma_2+\sigma_3)/3$ ou bien seulement à la contrainte latérale $\sigma_2=\sigma_3$, dans le cas où une symétrie axiale existe, de rester constante. On parlera ainsi d'essai à pression moyenne p constante, à σ_3 constant,...

De telles conditions sont envisageables sur un appareil **triaxial**.

De nombreux appareillages sont utilisés pour caractériser le comportement des matériaux granulaires (boîte de cisaillement ou de Casagrande, scissomètre, œdomètre, pressiomètre, pénétromètre, triaxial...). Nous nous limiterons à la description de deux d'entre eux.

13.4.1. L'œdomètre

L'essai œdométrique consiste à placer un échantillon dans une cellule cylindrique, considérée rigide, et à le solliciter en compression. Cet essai est réalisé en conditions drainées, des pierres poreuses circulaires étant interposées entre l'échantillon et les pistons. Sous le chargement axial choisi et selon la cinétique de drainage (perméabilité du milieu), la hauteur de l'échantillon évolue. Ceci permet l'identification du tassement de l'échantillon. L'incrémentement des chargements permet le tracé point par point de la courbe de tassement. Celle-ci peut être représentée dans le repère (σ', v) où σ' est la contrainte axiale effective appliquée et v le volume spécifique atteint ($v = (\text{volume total}) / (\text{volume des grains})$). La figure

3 correspond à la réponse traditionnelle obtenue pour un sol soumis à un cycle de chargement.

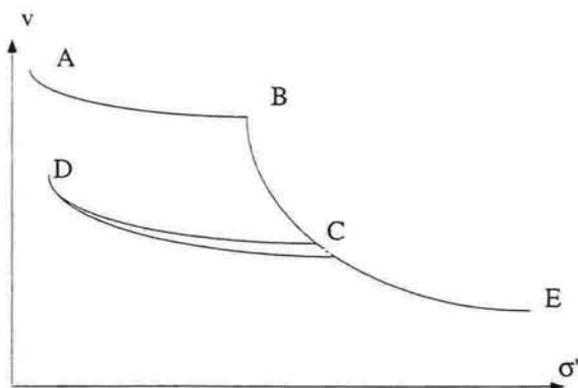


Fig. 3 - Courbe de tassement: l'évolution du volume spécifique v d'un échantillon cylindrique sollicité en compression, en fonction de la contrainte axiale effective se décompose en deux parties. L'une est quasiment réversible (courbe AB ou CD et DC). L'autre est irréversible (courbe BC et CE). La courbe BCE dite courbe de consolidation représente l'état limite.

L'échantillon est soumis à une charge croissante de A à C, puis décroissante de C à D et enfin croissante de D à E. On remarque que le comportement de l'échantillon n'est pas purement élastique. L'évolution du volume spécifique v se décompose en une partie quasiment réversible (courbes AB ou CD et DC) et une partie irréversible (courbes BC et CE). La courbe BCE représente l'état limite. L'échantillon ne peut présenter un état d'équilibre correspondant à (σ', v) au-delà de cette frontière.

- Un échantillon présentant un état (σ', v) en deçà de cette courbe de consolidation est dit **surconsolidé**.

- Un échantillon présentant un état (σ', v) sur la courbe de consolidation est dit **normalement consolidé**.

La transcription des résultats obtenus dans un repère semi logarithmique ($\log \sigma', v$) en simplifie l'exploitation. Dans ce repère, la courbe de consolidation et la courbe correspondant à l'évolution réversible du volume spécifique sont assimilées à des droites. Le point d'intersection de ces deux droites fournit la **contrainte de préconsolidation**.

La connaissance du comportement d'un sol soumis à une compression uniaxiale est intéressante pour évaluer l'ampleur des tassements du milieu sollicité. Cependant, afin de s'affranchir de la direction de sollicitation, il est préférable d'exploiter les données d'un essai de compression isotrope obtenu par le confinement de l'échantillon et fournissant l'évolution de v en fonction de la pression effective $p' = p - u_w$. Les résultats obtenus avec un tel chargement sont semblables à ceux de l'œdomètre. La courbe d'états limites ainsi obtenue est nommée **courbe de consolidation vierge** et la courbe correspondant à l'évolution réversible du volume spécifique est dite courbe de gonflement. L'intersection de

ces deux courbes est nommée **pression de préconsolidation**. La courbe de consolidation vierge est généralement modélisée par une équation du type:

$$(9) \quad v = \Gamma - \lambda \cdot \ln p'$$

La contrainte de préconsolidation et la pression de préconsolidation sont souvent considérées comme des indicateurs de l'état de contrainte effective extrême vécu par le matériau durant son histoire. Des états de contrainte au-delà de ces valeurs impliquent des modifications importantes et irréversibles de l'arrangement granulaire du milieu.

13.4.2. L'appareil triaxial

L'appareil triaxial est un des appareillages les plus couramment utilisés en laboratoire. Il est schématisé sur la figure 4: l'échantillon cylindrique de sable à étudier est entouré d'une poche plastique (membrane), fermée en ses deux extrémités par deux pistons ce qui permet d'appliquer une surcharge verticale q variable sur l'échantillon; on connaît à tout moment l'écrasement de l'échantillon par la mesure de la distance entre ces deux pistons. La poche est immergée dans une cellule contenant de l'eau et alimentée depuis l'extérieur de telle sorte que l'on puisse en maîtriser la pression et le volume durant l'essai. On connaît ainsi le tenseur de contrainte appliqué à l'échantillon ($\sigma_1 = \sigma_3 + q$, $\sigma_2 = \sigma_3$), et les variations de hauteur δh et de volume δv de ce dernier. Un ou deux autres conduits permettent d'alimenter l'intérieur de la poche en eau à une pression donnée u_w , voire d'imposer un courant. Le tenseur des contraintes effectives intergranulaires est donc $\underline{\underline{\sigma'}} = \underline{\underline{\sigma}} - u_w \underline{\underline{I}}$, où $\underline{\underline{I}}$ est la matrice unité. De même le tenseur des déformations est caractérisé par $\underline{\underline{\epsilon}}_v = -\delta v/v_0$ et $\underline{\underline{\epsilon}}_1 = -\delta h/h_0$, où nous avons choisi de garder la convention classique de mécanique des sols (toute diminution de volume et de hauteur est comptée comme une déformation positive).

En assimilant l'échantillon testé à un volume élémentaire nous construisons à chaque instant le tenseur des contraintes correspondant à l'état du milieu. Pour représenter l'évolution des contraintes on préfère au plan de Mohr une représentation dans le plan (p, q) ou (p', q) . Dans ce plan le chemin de contrainte forme une courbe. Des exemples de réponses d'essais triaxiaux obtenues avec diverses conditions expérimentales sont cités dans le paragraphe suivant. Ils servent de support à la construction d'un modèle général de comportement d'un milieu granulaire.

Un résultat important obtenu grâce à cet appareillage est la validation de l'approximation de Terzaghi qui découple le tenseur des contraintes en la somme d'un tenseur de contraintes intergranulaires et d'un tenseur hydraulique. Ceci reste vrai lorsque les forces "d'adhésion" de l'eau sont mises en jeu, c'est-à-dire lorsque l'eau est en dépression (u_w devient négatif).

L'appareil triaxial est également utilisable pour identifier les paramètres liés à la consolidation. Il suffit de réaliser un essai isotrope en faisant évoluer la pression de confinement σ_3 et d'enregistrer les variations de volume spécifique tout en permettant bien sûr le drainage dans l'échantillon.

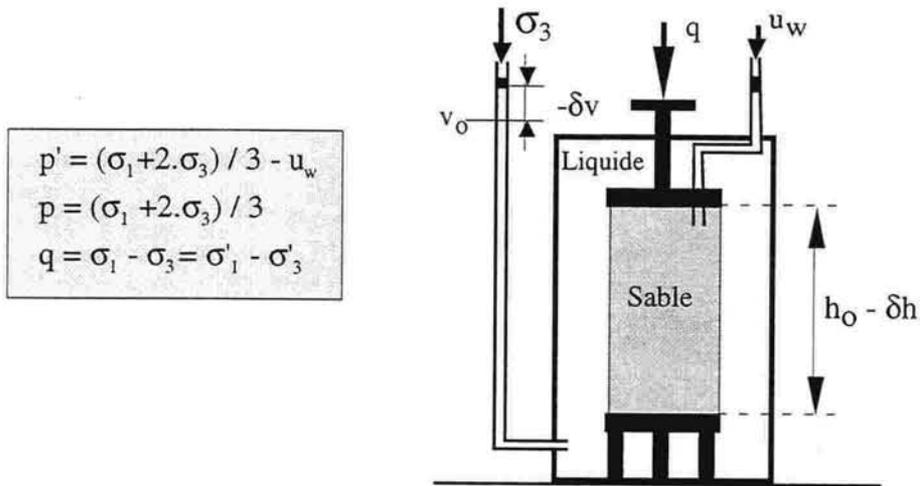


Fig. 4 - Appareil triaxial: un échantillon cylindrique entouré d'une membrane est placé dans une cellule remplie d'eau. La mise en pression de l'eau de la cellule fournit une pression isotrope σ_3 sur l'échantillon. Une surcharge q est appliquée progressivement à l'échantillon à l'aide du piston. La contrainte axiale de l'échantillon est $\sigma_1 = \sigma_3 + q$. Les variations de volume de l'échantillon sont indiquées par l'évolution du volume d'eau de la cellule. Le déplacement du piston fournit l'évolution de la hauteur de l'échantillon. Un conduit est relié directement à l'échantillon. Il permet la mesure des variations de volume d'eau interstitielle ou de sa pression.

13.5. Comportement mécanique d'un milieu granulaire

Le comportement mécanique d'un matériau granulaire ne peut être correctement modélisé si l'on se limite à l'analyse des variations du tenseur de contrainte. Le critère de Coulomb n'est pas suffisant. Il faut relier les variations du tenseur de contrainte σ aux variations du tenseur des déformations, ou du moins à la variation de volume. On identifie expérimentalement trois paramètres de contrôle tels que (p, q, v) . Nous nous limiterons, durant cette approche, à une modélisation du comportement sous faibles taux de déformations.

L'état initial du milieu granulaire, en particulier sa densité initiale, joue un rôle prépondérant dans l'évolution de son comportement. Le caractère non répétitif de la compacité du milieu, obtenu à la mise en place des échantillons, ne facilite pas la compréhension du comportement des milieux granulaires. Nous proposons donc de construire un modèle de comportement de ces milieux en synthétisant dans le repère (p', q, v) l'ensemble des informations obtenues lors d'essais œdométriques ou triaxiaux. Le comportement ainsi proposé nous permettra de comprendre, par l'illustration, les mécanismes de la dilatance ou de la mise en dépression des fluides interstitiels.

13.5.1. Essais sur sol normalement consolidé

13.5.1.1. Essais non drainés sur sol normalement consolidé

Les essais non drainés sont réalisés sur un appareil triaxial en conservant un volume constant d'eau interstitielle dans l'échantillon. L'échantillon est initialement normalement consolidé, ce qui signifie que son état initial est représenté par un point de la courbe de consolidation vierge dans le plan (p', v) . Cet état est obtenu par consolidation de l'échantillon sous une contrainte de confinement $\sigma_1 = \sigma_3$ choisie de la cellule triaxiale. Le cisaillement est induit par l'augmentation de σ_1 , $\sigma_2 = \sigma_3$ restant constant. p croît donc linéairement, avec $\Delta q/\Delta p=3$. Le volume restant constant, on enregistre simultanément à l'augmentation de σ_1 une mise en pression u_w de l'eau interstitielle. Le chemin des contraintes effectives suivi, représenté dans le plan $v=\text{constante}$, est une courbe. q et u_w croissent et atteignent leurs valeurs maximales correspondant à la rupture (point indiqué sur la figure 5). La rupture correspond à l'état critique pour lequel le critère de plasticité (Coulomb) est satisfait.

La répétition de cet essai pour des valeurs de v différentes fournit des chemins de contraintes effectives présentant la même allure générale. Ils sont souvent considérés comme affines entre eux.

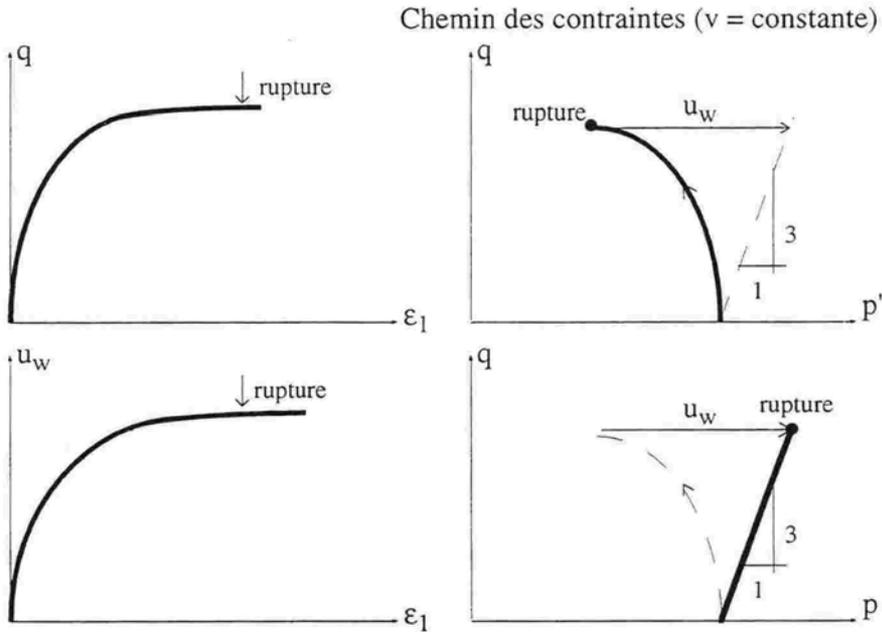


Fig. 5 - Essais non drainés sur sol normalement consolidé: cet essai est réalisé à σ_3 constant et en maintenant constant le volume d'eau interstitielle de l'échantillon. Cette figure fournit l'allure traditionnelle des évolutions de q et u_w en fonction de la déformation axiale ϵ_1 . Ces enregistrements permettent le tracé du chemin des contraintes dans les plans (p, q) ou (p', q) . Sur un sol normalement consolidé, un tel essai se solde par une mise en pression de l'eau interstitielle.

13.5.1.2. Essais drainés sur sol normalement consolidé

Les essais drainés sont réalisés sur un appareil triaxial en laissant possible une variation du volume d'eau interstitielle dans l'échantillon. De la même façon que précédemment, l'échantillon est initialement normalement consolidé, ce qui signifie que son état initial est représenté par un point de la courbe de consolidation vierge dans le plan (p', v) . Le cisaillement est induit par l'augmentation de σ_1 , σ_3 restant constant. p croît donc linéairement, avec $\Delta q/\Delta p = 3$. Le drainage permet le maintien de la pression interstitielle u_w à zéro, donc $p = p'$. Le chemin des contraintes de tels essais est donc porté par un plan incliné de telle façon que $\Delta q/\Delta p' = 3$.

Le matériau voit p' croître. Il va réagir en consolidant, c'est à dire en diminuant son volume spécifique (Fig. 6). Cependant, q croissant également, le chemin de contrainte quitte la courbe de consolidation vierge. Le volume spécifique décroît jusqu'à ce que q atteigne sa valeur maximale, point qui correspond à la rupture. La rupture correspond à l'état critique pour lequel le critère de plasticité (Coulomb) est satisfait.

Ce comportement peut se résumer de la façon suivante: la "consolidation" d'un milieu granulaire apparaît plus vite (p' inférieur) pour un chargement anisotrope que pour un chargement isotrope. Autrement dit, pour densifier un tel milieu il est préférable de le cisailier en le confinant que de le confiner simplement.

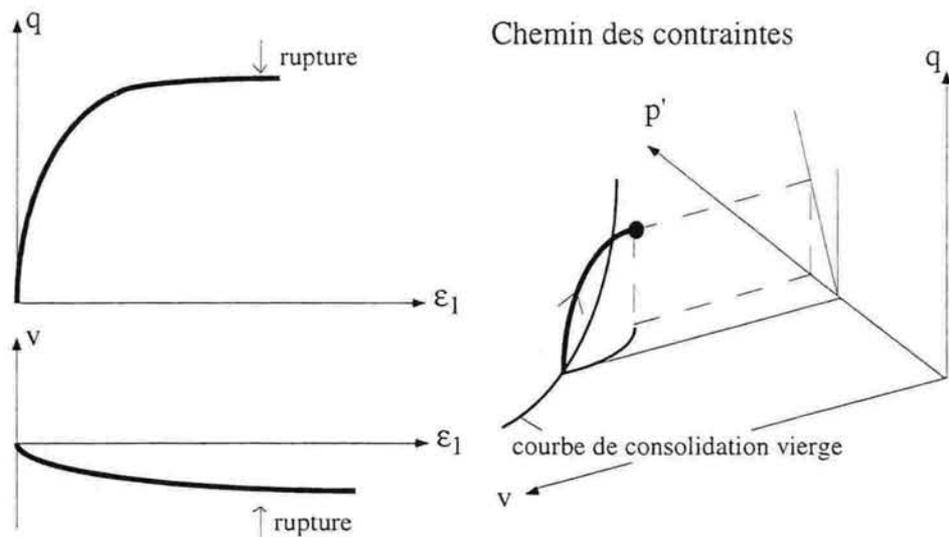


Fig. 6 - Essais drainés sur sol normalement consolidé: cet essai est réalisé à σ_3 constant et en permettant les variations du volume d'eau interstitielle de l'échantillon. Cette figure fournit l'allure traditionnelle des évolutions de q et v en fonction de la déformation axiale ϵ_1 . Ces enregistrements permettent le tracé du chemin des contraintes dans l'espace (p', q, v) . Sur un sol normalement consolidé, un tel essai se solde par une diminution du volume spécifique de l'échantillon.

13.5.1.3. Surface d'état limite et état critique

Un milieu normalement consolidé peut être obtenu par un chargement isotrope en utilisant un appareil triaxial. L'ensemble des essais réalisés sur un tel milieu montre que les chemins de contraintes induits par une croissance de σ_1 quittent un point de la courbe de consolidation vierge, image sous chargement isotrope de la courbe BCE de la figure 3, qui est un point d'état limite, et rejoignent un point de rupture qui est un point d'état critique. L'ensemble des points d'état critique décrit constitue la courbe d'état critique dans l'espace (p', q, v) . Cette courbe est la représentation, dans l'espace choisi, du critère de plasticité [2]. A chaque point de cette courbe correspond un état de contrainte de rupture, en grande déformation et à volume constant (variation de volume nulle). Pour un milieu granulaire dont le critère de plasticité est un critère de Coulomb (sans cohésion), la projection de cette courbe d'état critique sur le plan (p', q) sera une droite passant par l'origine dont la pente M est liée à l'angle de frottement interne:

$$(10) \quad q = M p'$$

La réalisation d'essais non drainés sur des échantillons légèrement surconsolidés mais présentant le même volume spécifique v révèle que les chemins de contraintes effectives suivis convergent rapidement (p' quasi constant) vers le chemin obtenu sur un échantillon normalement consolidé. Par ailleurs, la rupture se produit pour la même valeur du couple (p', q_{\max}) .

L'ensemble des chemins de contrainte obtenus pour des essais drainés ou non drainés, sur des échantillons normalement consolidés, constitue une surface d'état limite. Cette surface est nommée surface de Roscoe (Fig. 7).

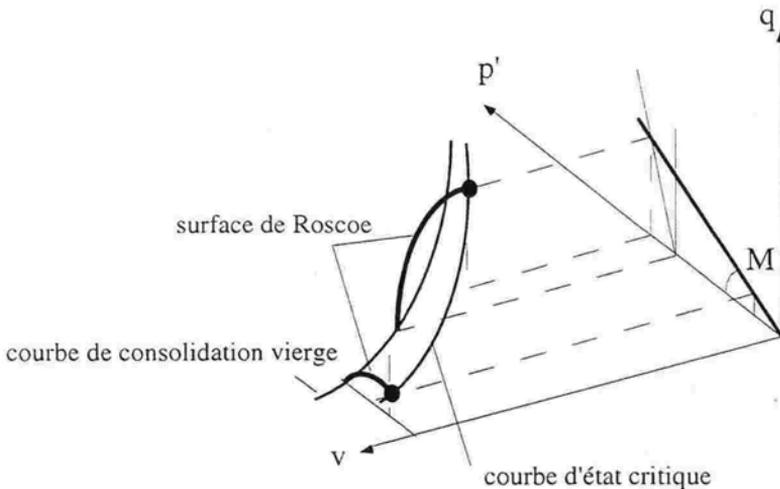


Fig. 7 - Surface d'état limite, courbe d'état critique: dans l'espace (p', q, v) , l'ensemble des chemins de contraintes obtenus pour des essais drainés ou non drainés, sur des échantillons normalement consolidés, constitue une surface d'état limite. Cette surface est nommée surface de Roscoe. L'ensemble des points d'état critique constitue la courbe d'état critique.

Vis à vis des matériaux normalement consolidés ou faiblement surconsolidés, tout état d'équilibre est représenté par un point dans l'espace (p' , q , v) à l'intérieur de la surface d'état limite.

Un état d'équilibre limite correspondant à un point de la surface de Roscoe est caractérisé par une variation du volume spécifique négative (v tend à décroître).

L'affinité du chemin de contraintes effectives obtenu lors d'un essai non drainé implique une allure similaire de la projection de la courbe d'état critique à celle de la ligne de consolidation vierge, dans le plan (p' , v) (linéaire en repère semi logarithmique).

La courbe d'état critique d'un sable est donc modélisée par les deux équations:

$$(11) \quad \begin{aligned} v &= N - \lambda \cdot \ln p' \\ q &= M \cdot p' \end{aligned}$$

13.5.2. Essais sur sol surconsolidé

13.5.2.1. Essais non drainés sur sol surconsolidé

L'échantillon utilisé est initialement confiné par une contrainte $\sigma_1 = \sigma_3$ inférieure à la pression de préconsolidation correspondant à sa valeur initiale de volume spécifique v . L'essai est réalisé à drainage fermé (volume d'eau interstitielle dans l'échantillon maintenu constant). Le cisaillement est induit par l'augmentation de σ_1 , σ_3 restant constant. p croît donc linéairement, avec $\Delta q/\Delta p = 3$. Le volume restant constant, on enregistre simultanément l'augmentation de σ_1 et l'évolution de la pression u_w de l'eau interstitielle. Le chemin des contraintes effectives (Fig. 8), représenté dans le plan $v=\text{constante}$, est une courbe. q croît et atteint sa valeur maximale correspondant à la rupture (point d'état critique). La pression interstitielle est initialement croissante (légère mise en pression) puis devient fortement décroissante. Cette mise en dépression "compense" le désir du milieu de se dilater.

La répétition de ces essais sur des échantillons de même volume spécifique mais testés avec des pressions initiales de confinement différentes montre que les chemins de contraintes convergent rapidement (p' quasi constant) vers une courbe enveloppe relativement linéaire. La rupture se fait pour tous les échantillons à la même valeur de q_{\max} .

La répétition de cet essai pour des valeurs de v différentes fournit des courbes enveloppes des chemins de contraintes présentant les mêmes allures générales. Ces courbes sont souvent considérées comme affines entre elles. L'ensemble de ces courbes (des droites) constitue une seconde surface (réglée) d'état limite dans l'espace (p' , q , v). Cette surface se nomme **surface de Hvorslev** (Fig. 9).

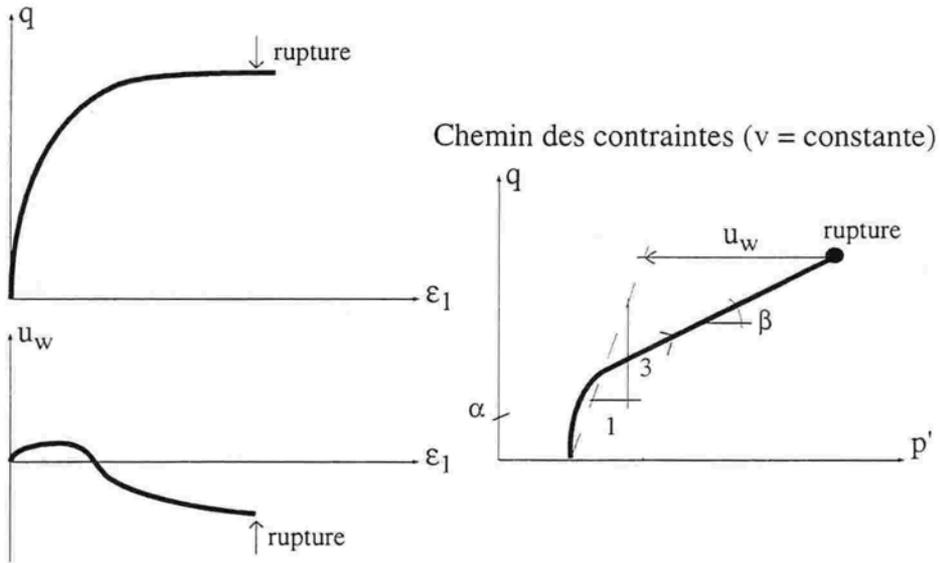


Fig. 8 - Essais non drainés sur sol surconsolidé: cet essai est réalisé à σ_3 constant et en maintenant constant le volume d'eau interstitielle de l'échantillon. Cette figure fournit l'allure traditionnelle des évolutions de q et u_w en fonction de la déformation axiale ϵ_1 . Ces enregistrements permettent le tracé du chemin des contraintes dans les plans (p', q) . Sur un sol surconsolidé, un tel essai se solde par une mise en dépression de l'eau interstitielle.

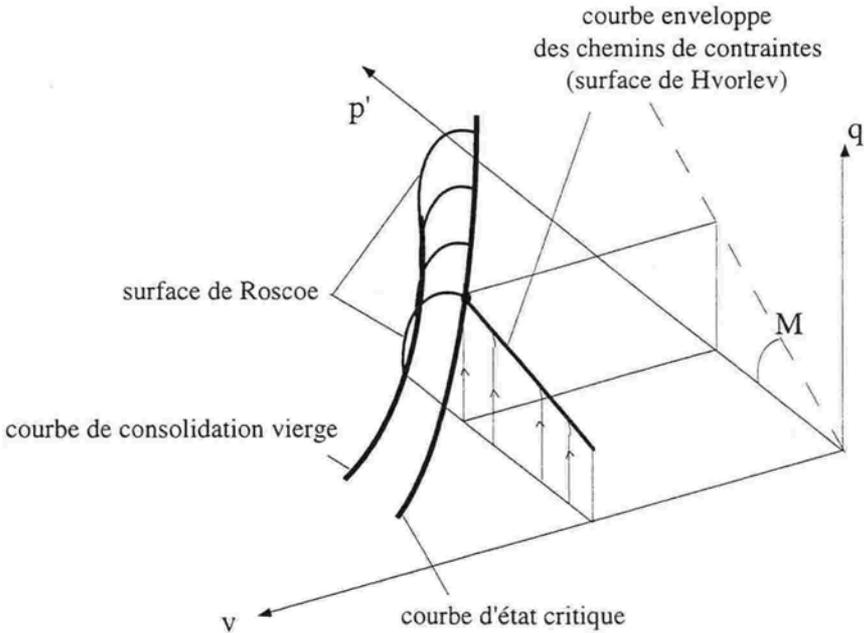


Fig. 9 - Surfaces limites: dans l'espace (p', q, v) , les chemins de contraintes obtenus lors d'essais non drainés, sur des échantillons surconsolidés, convergent vers une surface d'état limite. Cette surface est nommée surface de Hvorslev.

Cette surface réglée est paramétrée par la pente β de la droite obtenue dans un plan $v = \text{constante}$ (cf. Fig. 8). Dans ce même plan, l'ordonnée à l'origine α de cette droite est calculée par:

$$(12) \quad \alpha = (M - \beta) \cdot \exp((N - v) / \lambda)$$

La modélisation retenue pour les différentes surfaces limites permet la formulation du critère de plasticité nommé modèle de Cam Clay [6] pour un milieu non cohérent:

$$(13) \quad q = (M - \beta) \cdot \exp((N - v) / \lambda) + \beta \cdot p'$$

Le déviateur à la rupture est donc la somme d'un terme proportionnel à la pression effective moyenne et d'un terme fonction du volume spécifique à la rupture.

13.5.2.2. Essais drainés sur sol surconsolidé

De la même façon que dans l'essai non drainé nous exploitons un échantillon qui a subi une pression de préconsolidation supérieure à la pression initiale de la cellule triaxiale. On parle alors facilement de sable "dense". Il convient cependant de rappeler que la surconsolidation est une notion liée aux contraintes et non au volume.

L'échantillon utilisé est initialement confiné par une contrainte $\sigma_1 = \sigma_3$ inférieure à la pression de préconsolidation correspondant à sa valeur initiale de volume spécifique v . L'essai est réalisé à drainage ouvert. Le cisaillement est induit par l'augmentation de σ_1 , σ_3 restant constant. p' croît donc linéairement, avec $\Delta q / \Delta p' = 3$, la pression u_w de l'eau interstitielle restant nulle. q croît et passe par une valeur maximale. Au-delà de ce maximum on constate parfois la stabilisation de q . En parallèle le volume spécifique évolue. Il décroît légèrement au début du chargement puis peut croître de façon importante. Ce phénomène est nommé dilatance. On le relie au désenchevêtrement des grains d'un milieu dense soumis à un cisaillement.

L'analyse du chemin des contraintes obtenu dans un tel essai (Fig. 10) permet de comprendre les mécanismes liés à la dilatance. De la même façon que pour les essais drainés déjà analysés, le chemin de contrainte de tels essais est porté par le plan de chargement \mathcal{P} incliné de telle façon que $\Delta q / \Delta p' = 3$.

Le matériau voyant p' et q croître va réagir en modifiant son volume spécifique (cf. courbe DC de la figure 3). Initialement, le matériau a tendance à suivre une ligne de gonflement. Le volume spécifique décroît. A l'image de l'essai non drainé (Fig. 9), le chemin de contrainte va converger vers la surface limite (surface de Hvorlev).

Sur la figure 10, un modèle de chemin de contrainte est tracé. Il correspond, dans un premier temps, à l'intersection entre le plan \mathcal{P} et la surface perpendiculaire au plan $q = 0$, portée par la ligne de glissement. Puis, dans un deuxième temps, à l'intersection entre le plan \mathcal{P} et la surface limite (Hvorlev). Ce chemin de contrainte se termine lorsqu'il a rejoint la courbe d'état critique.

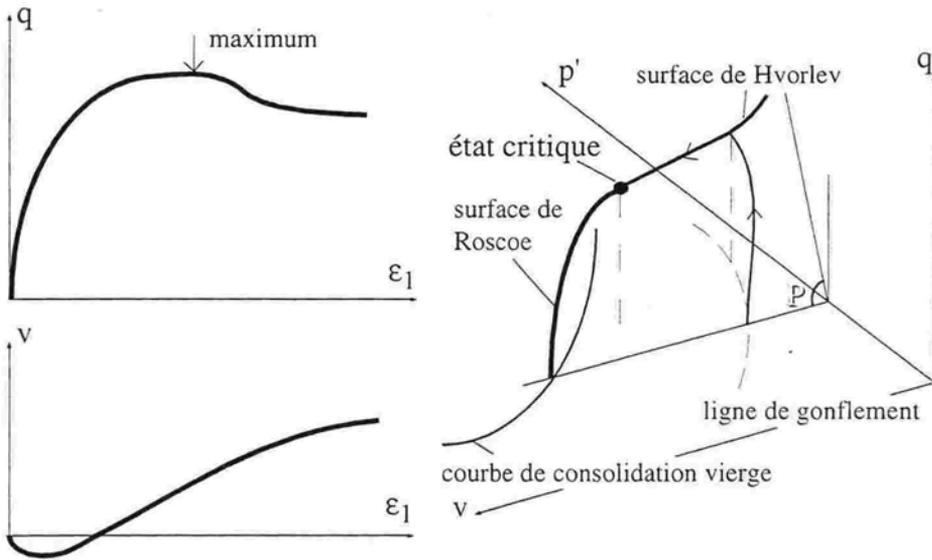


Fig. 10 - Essais drainés sur sol surconsolidé: cet essai est réalisé à σ_3 constant et en permettant les variations du volume d'eau interstitielle de l'échantillon. Cette figure fournit l'allure traditionnelle des évolutions de q et v en fonction de la déformation axiale ϵ_1 . Ces enregistrements permettent le tracé du chemin de contrainte dans les plans (p', q) . Sur un sol surconsolidé, un tel essai se solde en début d'essai par une légère diminution de v puis une forte augmentation de v (dilatance).

L'évolution du volume spécifique associée à ce modèle de chemin de contrainte révèle la dilatance. Par contre, ce modèle impose la simultanéité du maximum en q et du minimum en v . Ce point est contredit par les résultats expérimentaux qui fournissent des chemins de contraintes dans le plan P en deçà du modèle proposé. L'exploitation des seuls paramètres v , p , et q ne permet donc pas de modéliser correctement les phénomènes de dilatance. Il est nécessaire de retraduire l'évolution de v en fonction de ϵ_1 . Différentes approches sont envisageables [7]. Citons en exemple l'approche énergétique proposée par Evesque et Stefani [8].

L'approche simplifiée du comportement d'un échantillon surconsolidé soumis à un essai drainé, illustré par la figure 10, indique cependant que l'amplitude de la croissance de v (la dilatance) dépend de la valeur de p initiale. Plus le sol sera surconsolidé, plus cette amplitude sera forte. Par ailleurs, l'apparition de la dilatance n'impose pas le passage obligé de q par un maximum. Il est possible de trouver des chemins de contraintes effectives différents de ceux évoqués précédemment pour lesquels le matériau demeure dilatant (v croissant) et q constamment croissant.

Notons qu'un état d'équilibre limite correspondant à un point de la surface de Hvorslev (ou du moins voisin de cette surface) est caractérisé par une variation du volume spécifique positive (v tend à croître).

Cette analyse conduit aux conclusions suivantes:

- la valeur maximum en q ne correspond pas à un état critique (plastique);
- la valeur stabilisée de q (après dilatance) correspond à l'état critique;

• l'existence d'un maximum en cisaillement dépend essentiellement du mode de chargement choisi (relation entre p' et q).

13.6. Discussion sur le comportement spécifique des sables et conclusion

Les essais sur les sables sont généralement réalisés en condition drainée (Fig. 6 et 10). Les sables présentent généralement des comportements relativement proches du modèle simplifié construit précédemment. On peut cependant noter les éléments suivants:

- Les sables sont relativement peu compressibles, ce qui signifie que la courbe de consolidation vierge est peu pentue.

- Les sables présente des courbes de gonflement également très plates.

- Dans le plan (p' , v) la projection de la courbe d'état critique est très proche de la courbe de consolidation vierge.

Les conséquences de ces trois caractéristiques majeures du comportement d'un sable sont multiples:

- L'identification d'une pression de préconsolidation est rendue difficile du fait d'une différence peu marquée entre la pente d'une ligne de gonflement et la pente de la ligne de consolidation vierge.

- Pour un sable lâche (v important) le domaine possible de pression effective (plan (p' , v)) correspond majoritairement à des états initiaux normalement consolidés ou peu surconsolidés du milieu. Dans ce cas un chargement conduit à un état limite sur la surface de Roscoe et donc à une diminution de v si le drainage est permis, ou une mise en pression du fluide interstitiel si le drainage est fermé.

- Pour un sable dense (v faible) le domaine possible de pression effective (plan (p' , v)) correspond majoritairement à des états initiaux surconsolidés du milieu. Dans ce cas un chargement conduit à un état limite sur la surface de Hvorslev et donc, à terme, à une augmentation de v si le drainage est permis (dilatance), ou une mise en dépression du fluide interstitiel si le drainage est fermé.

- Un essai drainé sur un sable surconsolidé (en conséquence dense) débute par une faible diminution de v du fait de l'allure des lignes de gonflement.

- L'influence de la granulométrie d'un sable sur son comportement peut être analysée de la façon suivante. Comparons deux sables, le premier constitué de grains de même diamètre, le second de grains de diamètres différents. Pour une même pression de préconsolidation, le volume spécifique du premier sable sera supérieur à celui du second. En conséquence, une granulométrie étroite du sable induira un domaine expérimental possible de pression effective (plan (p' , v)) correspondant majoritairement à des états initiaux surconsolidés du milieu. Ce sable sera plutôt dilatant. Par contre, une granulométrie étalée du sable induira un domaine expérimental possible de pression effective (plan (p' , v)) correspondant majoritairement à des états initiaux faiblement surconsolidés du milieu. Ce sable sera plus faiblement dilatant, voire contractant pour des pressions suffisantes.

Le modèle proposé pour illustrer le comportement mécanique d'un sable est assez simple. Il permet de comprendre les influences des conditions expérimentales (conditions de chargement mais surtout conditions de drainage) sur la réponse

d'un massif de sable soumis à des chargements. Nous avons envisagé des cas extrêmes de drainage ou de non drainage. Cependant, durant l'étude du comportement réel d'un massif, ces conditions de drainage peuvent évoluer. Citons par exemple le cas du tic-tac d'un sablier. Ceci se traduit par un chemin de contraintes qui peut être très compliqué, inhomogène, autodéterminé et donc difficilement intuité.

Par ailleurs, on constate, sur les échantillons de sable cisailés, que le phénomène de dilatance conduit à une localisation des déformations dans une zone voisine des plans de cisaillement (épaisseur de cette zone estimée entre 10 à 18 fois la taille moyenne de grain du milieu). Cette localisation des déformations crée des plans de "glissement" qui sont prédits par le modèle mécanique retenu (Fig. 2). Ce phénomène valide donc l'approche initiale de Coulomb. Les caractéristiques de la bande de cisaillement restent liées aux comportements mécaniques locaux des grains et ne peuvent être prises en compte par l'approche macroscopique présentée. Une telle perte d'homogénéité dans l'échantillon peut être à l'origine d'une non stabilisation de q à sa valeur correspondant à l'état critique en fin d'essai. Biarez et Hicher [9] fournissent une présentation plus complète et largement illustrée du modèle de comportement que nous venons de proposer. Ce dernier s'adapte globalement correctement aux réponses d'un milieu granulaire en écoulement plastique quasi statique. Bien que n'intégrant pas la notion d'endommagement [10], l'adaptation de ce modèle aux milieux cohésifs constitue une première approche acceptable pour modéliser le comportement des roches ou du béton durci. Le modèle présenté peut être transposé à l'étude d'écoulement de milieux granulaires (béton frais, pâtes céramiques...). Dans ce cas la vitesse relative entre grains, induite par le cisaillement du milieu, est en concurrence avec la vitesse relative du fluide interstitiel (soumis à un gradient de pression) par rapport aux grains [11]. La vitesse d'écoulement et la perméabilité du milieu conditionnent ainsi la conservation de l'homogénéité du milieu en écoulement. Quelques éléments relatifs aux écoulements de milieux granulaires sont rassemblés dans [12].

13.7. Références

1. **Coulomb, C. (de)**, 1773. *Mémoires de Mathématiques et de Physique Présentés à l'Académie Royale des Sciences par Divers Savants et Lus dans les Assemblées*. L'Imprimerie Royale, Paris, p.343.
2. **Schofield, A.N., et Wroth, C.P.**, 1968. *Critical state of soil mechanics*. Mac Graw-Hill, London.
3. **Cordary, D.**, 1994. *Mécanique des sols*. Lavoisier, Paris.
4. **Reynolds, O.**, 1885. *Phil. Mag. fifth series*, 20, p. 469.
5. **Terzaghi, K.**, 1925. *Erdbaumechanick*. Franz Deuticke, Wien, p. 399.
6. **Roscoe, K.H., Schofield, A.N., et Wroth, C.P.**, 1958. On the yielding of soils. *Geotechnique*, 8, 22-53.
7. **Darve, F.**, 1987. *Manuel de rhéologie des géomatériaux*. presse ENPC.
8. **Evesque, P., et Stefani, C.**, 1991. Relationship between dilatancy and plastic dissipation in a granular material with rigid grains. *J. Phys. II*, 1, 1337-1347.
9. **Biarez, J., et Hicher, P.Y.**, 1994. *Elementary mechanics of soil behaviour*. A.A. Balkema, Rotterdam.

10. **Mazars, J.**, 1984. *Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structures*. Thèse de doctorat d'état, université Paris VI.
11. **Davis, R.O.**, 1995. *Pore pressure effects on interface behavior*. In "Mechanics of Geomaterial Interfaces" (A.P.S. Selvadurai et M.J. Boulon, eds). Elsevier, Amsterdam, 449-461.
12. **Thornton, C.**, 1993. *Powders and Grains 93*. A.A. Balkema, Rotterdam.

Auteurs

Les nombres entre parenthèses indiquent le(s) chapitre(s) auquel l'auteur a contribué

ALLAIN Catherine (9)

Laboratoire FAST, Bât. 502, Campus Universitaire,
91405 Orsay cedex
Téléphone : 01 69 15 80 46
Télécopie : 01 69 15 80 60
E-mail : allain@fast.fast.u-psud.fr

ANCEY Christophe (5)

Cemagref, Division Érosion Torrentielle, Neige et
Avalanches, Domaine universitaire, BP 76, 38402 Saint-
Martin-d'Hères
Téléphone : (33) 04 76 76 27 66
Télécopie : (33) 04 76 51 38 03
E-mail : christophe.ancey@grenoble.cemagref.fr

BIDEAU Daniel (11)

Groupe Matière Condensée et Matériaux UMR CNRS
6626, Université de Rennes I, 35042 Rennes cedex
Téléphone : 02 99 28 62 05
Télécopie : 02 99 28 14 29
E-mail : bideau@univ-rennes1.fr

BLANC Robert (8)

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques
Industriels, Université de Provence, Technopôle de
Chateau-Gombert, 5.rue Enrico Fermi, 13453 Marseille
Cedex 13
Téléphone: 04 91 10 68 73
Télécopie: 04 91 10 69 69
E-mail : blanc@iusti.univ-mrs.fr

COUSSOT Philippe (4, 10)

Laboratoire des Matériaux et des Structures du Génie
Civil (LCPC-CNRS UMR113), Cité Descartes, 2 allée
Képler, 77420 Champs sur Marne
Téléphone : 01 40 43 65 41
Télécopie : 01 40 43 54 85
E-mail : coussot@lcpc.inrets.fr

EVESQUE Pierre (13)

Laboratoire de Mécanique: Sols-Structures-Matériaux,
Ecole Centrale Paris, 92295 Chatenay-Malabry Cedex.
Téléphone : 01 41 13 12 18
Télécopie : 01 41 13 14 42
E-mail : Evesque@mssmat.ecp.fr

FERNANDEZ Angel (1)

Université de Limoges
L.A.S.E.H.
123 Av. Albert Thomas
87060 Limoges Cedex
Téléphone : 05 55 45 74 22
Télécopie : 05 55 45 74 12

GASQUET Dominique (1)

Centre de Recherches Pétrographiques et Géochimiques,
B.P. 20
54501 Vandœuvre-lès-Nancy cedex
Téléphone : 03 83 59 42 43
Télécopie : 03 83 51 17 98
E-mail : gasquet@crpg.cnrs-nancy.fr

ILDEFONSE Benoît (1, 2)

Laboratoire de Tectonophysique, ISTEEM, CNRS
UMR5568, Université Montpellier II, 34095 Montpellier
cedex 05
Téléphone : 04 67 14 38 18
Télécopie : 04 67 14 36 03
E-mail : benoit@dstu.univ-montp2.fr

LANOS Christophe (13)

Laboratoire Géomécanique, Thermique et Matériaux,
INSA de Rennes, 20 avenue des Buttes de Coësmes,
35043 Rennes Cedex.
Téléphone : 02 99 28 64 00
Télécopie : 02 99 63 93 26
E-mail : Christophe.Lanos@insa-rennes.fr

MARCO Olivier (5)

(anciennement Cemagref, Division Nivologie)
Services RTM, 5 rue des Silos, BP 96, 05003 Gap Cedex
Téléphone : (33) 04 92 53 61 12
Télécopie : (33) 92 53 41 48
E-mail : olivier.marco@grenoble.cemagref.fr

MEUNIER Maurice (4)

Cemagref, Division Protection contre les Erosions,
Domaine Universitaire, BP 76, 38402 St-Martin-d'Hères
cedex
Téléphone : 04 76 76 27 68
Télécopie : 04 76 51 38 03
E-mail : maurice.meunier@cemagref.fr

NICOLAS Adolphe (2)

Laboratoire de Tectonophysique, ISTEEM, CNRS
UMR5568, Université Montpellier II, 34095 Montpellier
cedex 05
Téléphone : 04 67 14 36 02
Télécopie : 04 67 14 36 03
E-mail : tectono@dstu.univ-montp2.fr

QUEMADA Daniel (7)

LBHP, Case 7056, Université Paris VII, 2 place
Jussieu, 75251 Paris Cedex 05
Téléphone : 01 44 27 46 10
Télécopie : 01 44 27 43 35
E-mail : quemada@lbhp.jussieu.fr

RAJCHENBACH Jean (12)

Laboratoire des milieux désordonnés et hétérogènes,
CNRS URA 800. Université Pierre et Marie Curie. 75252
Paris Cedex 05
Téléphone : 01 44 27 44 34
Télécopie : 01 44 27 38 54
E-mail : jer@ccr.jussieu.fr

SENIS David (9)

Laboratoire FAST, Bât. 502, Campus Universitaire,
91405 Orsay cedex.
Téléphone : 01 69 15 80 67
Télécopie : 01 69 15 80 60
E-mail : senis@ariane.fast.u-psud.fr

RICHARD Didier (6)

Division Erosion Torrentielle, Neige et Avalanches,
Cemagref, Groupement de Grenoble, 2 rue de la
papeterie, BP 76, 38402 Saint-Martin-d'Hères Cedex
Téléphone : 04 76 76 27 73
Télécopie : 04 76 51 38 03
E-mail : didier.richard@cemagref.fr

VAN DAMME Henri (10)

Centre de Recherche sur la Matière Divisée, CNRS et
Université d'Orléans, 1 Bis rue de la Férollerie 45071
Orléans Cedex 02
Téléphone : 02 38 25 53 77
Télécopie : 02 38 25 37 96
E-mail : hvd@admin.cnrs-orleans.fr

SCHNEIDER Jean-Luc (3)

Laboratoire de Sédimentologie et Géodynamique, CNRS
URA 719, Université Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq
Cedex
Téléphone : 03 20 43 41 21 (ou 41 25)
Télécopie : 03 20 43 49 10
E-mail : Jean-Luc.Schneider@univ-lille1.fr

Les écoulements magmatiques, avalanches, coulées de boue, etc., mettent en jeu des matériaux complexes comportant une forte proportion de particules solides en suspension. Cet ouvrage didactique et informatif, rédigé conjointement par des géologues et des physiciens propose l'état de l'art dans le domaine des suspensions concentrées et des matériaux granulaires. Il s'adresse plus particulièrement aux chercheurs et étudiants spécialisés en géologie, rhéologie et physique des milieux granulaires.

ISBN 2-85362-485-4

Prix : 220 F TTC



9 782853 624855