

Institut National Polytechnique de Grenoble

Mémoire présenté pour obtenir

l'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Christophe ANCEY

Cemagref

Unité de recherche EROSION TORRENTIELLE, NEIGE ET AVALANCHES
Domaine universitaire, Saint-Martin-d'Hères

Rhéophysique des suspensions concentrées Application à la géophysique alpine

soutenue le 28 juin 2002

devant le jury composé de Messieurs

Daniel	BIDEAU	Rapporteur
Philippe	GONDRET	Rapporteur
Félix	DARVE	Rapporteur
Philippe	COUSSOT	
Jack	LANIER	
Maurice	MEUNIER	

Table des matières

Préambule	5
Une perspective historique	5
Le rhéologue et l'ingénieur	6
Comment lire ce mémoire?	8
1 Le problème inverse dans les modèles dynamiques d'avalanche	9
1.1 Problématique	9
1.2 Formulation du problème	10
1.3 Applications	13
1.4 Bilan	16
1.5 Perspectives	19
2 Rhéophysique des suspensions concentrées : analyse théorique	21
2.1 Problématique	21
2.2 Introduction : les fondements de l'approche rhéophysique	22
2.2.1 Mouvement d'une sphère isolée et conséquences sur la nature des régimes d'écoulement	22
2.2.2 D'une sphère isolée à une collection de sphère en suspension : passage à la moyenne	24
2.3 Lois de comportement des suspensions très concentrées	26
2.3.1 Point de départ: équations du mouvement	26
2.3.2 Equation de bilan pour l'énergie	30
2.3.3 Diagramme des régimes et calcul des contributions	31
2.4 Bilan et perspectives	34
3 Rhéologie des écoulements granulaires secs sur plan incliné	35
3.1 Introduction	35
3.2 Prédictions théoriques	36
3.2.1 Le régime frictionnel	36
3.2.2 Le régime collisionnel	38
3.2.3 Le régime frictionnel-collisionnel	40
3.3 Validation expérimentale	42
3.4 Bilan et perspectives	44

4	Etude expérimentale des effets granulométriques et de la transition hydrodynamique dans les suspensions concentrées	47
4.1	Introduction	47
4.2	Dispositifs expérimentaux	48
4.3	Transition hydrodynamique dans les suspensions concentrées	49
4.3.1	Point de départ	49
4.3.2	Vérification expérimentale	51
4.4	Effet de la distribution granulométrique sur les propriétés macroscopiques d'une suspension concentrée	53
4.4.1	Problématique	53
4.4.2	Variation du seuil de contrainte avec la concentration solide	54
4.4.3	Propriétés rhéologiques en fonction de la granulométrie	56
4.5	Bilan et perspectives	59
5	Les suspensions turbulentes	62
5.1	Introduction	62
5.2	La problématique	64
5.3	Une théorie minimaliste du transport solide torrentiel	65
5.4	Etude expérimentale du charriage torrentiel	68
5.4.1	Dispositif expérimental	68
5.4.2	Résultats	70
5.5	Bilan et perspectives	72
	En guise de synthèse	75
	Un parcours	75
	Un grand chantier	76

“Le physicien ne peut demander à l’analyste de lui révéler une vérité nouvelle ; tout au plus celui-ci pourrait-il l’aider à la pressentir. Il y a longtemps que personne ne songe plus à devancer l’expérience, ou à construire le monde de toutes pièces sur quelques hypothèses hâtives. De toutes ces constructions où l’on se complaisait encore naïvement il y a un siècle, il ne reste aujourd’hui plus que des ruines. Toutes les lois sont donc tirées de l’expérience, mais pour les énoncer, il faut une langue spéciale ; le langage ordinaire est trop pauvre, elle est d’ailleurs trop vague, pour exprimer des rapports si délicats, si riches et si précis. Voilà donc une première raison pour laquelle le physicien ne peut se passer des mathématiques ; elles lui fournissent la seule langue qu’il puisse parler.”

Henri POINCARÉ, in *La Valeur de la Science*

*“Ach dass die Luft so ruhig, ach, dass die Welt so licht!
Als noch die Stürme tobten, war ich so elend nicht.”*

Franz SCHUBERT, in *die Winterreise*

Préambule

Une perspective historique

Dans un article au titre un peu provocateur (paru il y a une quinzaine d'années environ), Rallison et Hinch se demandaient si on comprenait réellement la physique qui se cachait derrière une loi de comportement [1]. Cette question, quoiqu'initialement centrée sur la rhéologie des polymères, peut être considérée comme reflétant les changements importants intervenus au cours des trois dernières décennies dans la manière de concevoir la rhéologie. L'objectif initial assigné à la rhéologie était de décrire la manière dont s'écoule la matière et non comprendre la physique du mouvement. Le formalisme mis en place était alors clairement celui de la mécanique des milieux continus, de la thermodynamique, de l'analyse tensorielle, des théorèmes de représentation, etc. Au fil des années, dès lors qu'on a étudié des matériaux plus complexes (fluides polymériques, suspensions, etc.), les limites de cette vision très mathématique de l'écoulement sont progressivement apparues. D'autres voies ont alors été explorées. Dès la fin des années 1960, il est devenu clair pour un certain nombre de chercheurs que la complexité du comportement d'un fluide (à l'échelle de l'observateur) tirait son origine de l'existence d'une microstructure. L'idée exprimée par ces novateurs [2–4] était alors d'étudier le comportement de la microstructure pour en déduire le comportement macroscopique du fluide. Trente années après, divers noms ont été proposés pour qualifier cette branche de la rhéologie: micro-rhéologie, rhéologie microstructurale, rhéophysique, etc. Pour ma part, et cela sera l'usage qui en sera fait ici, je préfère le terme de *rhéophysique* car il résume à lui seul l'approche suivie: *comprendre la physique locale pour décrire et prédire l'écoulement de la matière*. Bien entendu, même si elle est couronnée ici et là de beaux succès (notamment dans le cas des liquides et fondus polymériques), l'approche rhéophysique n'a pas la prétention d'être la panacée. En revanche, je pense que très souvent, elle permet d'éclairer et de guider les pas du modélisateur dans la sélection ou la définition d'une loi de comportement.

La géophysique, comme domaine d'application de la rhéologie, n'a pas échappé aux évolutions des idées. Si l'on se replace dans le contexte des années 1970, ce fut, je pense, un formidable progrès lorsque Johnson [5] proposa de décrire une lave torrentielle comme un écoulement d'un fluide de Bingham. A une époque où le phénomène n'était vu par les géomorphologues que comme le mouvement complexe d'un sol en glissement, Johnson introduit à travers une idée relativement simple la possibilité de décrire deux propriétés qu'il jugeait fondamentales: le comportement solide (sous le seuil de plasticité) et le comportement fluide (quand le seuil de plasticité est dépassé). Le développement d'une approche rhéophysique en géophysique répond, je pense, à deux objectifs distincts:

- si l'on souhaite aller plus loin dans la compréhension mécanique, il est nécessaire

de changer d'échelle. Si je reprends l'exemple de Johnson, la question se pose de savoir comment varie le seuil de contrainte avec la granulométrie du matériau. Pour y répondre, il faut bien, par le biais d'expériences couplées à des analyses théoriques, examiner à une échelle particulière comment la distribution granulométrique d'un matériau et l'arrangement des grains jouent sur le seuil de mise en mouvement ;

- le milieu naturel se caractérise pour le scientifique par des matériaux hétérogènes et la difficulté de faire de la mesure et/ou de reproduire cette mesure. L'hétérogénéité et la complexité des matériaux font qu'il est souvent difficile de faire des expériences rhéométriques ; ainsi, dans le cas des laves torrentielles qui mobilisent des matériaux dont la taille varie du micron au mètre, on ne peut que tester la partie la plus fine (typiquement pour un rhéomètre de laboratoire, la matrice composée des grains de taille inférieure à $400\ \mu\text{m}$). La difficulté de la mesure explique qu'on n'a en général que très peu de données¹. Tout cela incite à utiliser d'une part des matériaux modèles que l'on peut étudier plus facilement au laboratoire et d'autre part des analyses théoriques plus fines.

Mon travail de ces dernières années a tourné principalement dans la mise en œuvre d'une approche rhéophysique pour étudier des problèmes de géophysique. A travers ce mémoire, je décrirai les principes fondamentaux de l'approche et quelques-uns des résultats auxquels j'ai abouti. Comme on ne se lance pas dans des approches aussi lourdes uniquement pour la beauté du geste, il me faut élargir le propos et indiquer comment ces résultats peuvent être utilisés dans des applications.

Le rhéologue et l'ingénieur

Cela pourrait être le titre d'une fable de la Fontaine. Plus prosaïquement il s'agit d'un rappel de la vocation sociale de la science : la science n'a d'utilité que si elle aide à résoudre des problèmes concrets. Plutôt qu'un long et rébarbatif discours sur les vertus des échanges entre sciences et applications, je recourrai à une pirouette. Pour bien travailler avec quelqu'un il est bien souvent nécessaire de comprendre les sentiments qu'il nourrit à votre égard. Imaginez donc un chercheur, qui après avoir expliqué longuement l'objet de ses recherches (diurnes mais aussi nocturnes car tel est le chercheur : un curieux émerveillé), s'entend dire par l'ingénieur : "oui, certes, mais à quoi cela sert tout cela?". En retour pensez à l'ingénieur qui, allant voir le chercheur lui demande "quelle hauteur dois-je donner à ma digue?", a pour réponse (laconique) "ah, je ne sais pas, il faut que j'étudie la thixotropie de ta boue".

De mon expérience, j'ai tiré qu'il y a deux grandes classes de problèmes qui se posent à l'ingénieur traitant un problème de risque naturel en montagne et pour lesquelles le regard du rhéologue est utile ou nécessaire :

- le fonctionnement général d'un site. C'est une question fréquente qui se pose généralement sous une forme détournée : "quel est le risque à redouter sur tel secteur?", "est-ce que si je draine le bassin-versant, je change le risque?", etc. Pour répondre à ce type de questions, il faut élaborer un modèle de fonctionnement général du système étudié, qui décrit comment sont générés les phénomènes liés au déclenchement, comment les matériaux s'écoulent, et quels risques les écoulements induisent. La difficulté majeure

1. Il s'agit en général de données relatives à la zone de départ et aux dépôts, les données sur les écoulements à proprement parler sont très rares



Figure 1 *Qu'est-ce que je risque à construire un chalet ici? (Avalanche du Raffort du 20 janvier 1981. Cliché Méribel Alpina – service des Pistes.)*

est que typiquement pour élaborer un modèle de comportement de site, il faut balayer un champ vaste de compétences (géomécanique, hydrologie, rhéologie, etc.), des échelles étendues de temps (la durée du phénomène, les variations climatiques, les cycles saisonniers, etc.) et d'espace (ce qui se passe dans la zone de départ, durant l'écoulement, etc.). Une manière idéale de procéder serait d'ajouter le savoir de chacun et de construire un modèle global à partir de briques élémentaires. Il y a deux obstacles majeurs à cela: d'une part, la science est une tour de Babel, il y est difficile de faire parler le même langage aux chercheurs; d'autre part, il est peu probable que les entrées et sorties ainsi que les échelles des briques élémentaires soient compatibles. Une façon plus brutale de procéder est d'enfermer dans une pièce des spécialistes des différentes disciplines scientifiques concernées jusqu'à ce qu'ils produisent un modèle simplifié de fonctionnement d'un site. Cela n'est pas facile car, outre les problèmes de langages et de concepts, il faut aussi que chacun d'eux accepte de faire de la science avec une faux, cherche quels sont les éléments essentiels que doit traduire un modèle, et réponde d'une façon qui lui paraîtra sans doute simplifiée à l'extrême au problème posé. Pourtant c'est la condition *sine qua non* pour aboutir à ce que j'appelle un "modèle intégrateur" du fonctionnement d'un bassin-versant. Même si on arrive à réunir une telle assemblée et à formuler un tel modèle intégrateur, plusieurs questions restent en suspens: comment s'assurer de la validité d'une telle approche alors que l'une des caractéristiques des études du milieu naturel est le faible nombre de données disponibles? Comment valider ou améliorer l'assemblage des différents éléments alors que le plus souvent seule la pertinence globale du modèle peut être estimée? Comment concilier savoir naturaliste (j'entends par là une compréhension

qualitative, qui ne se met pas forcément en équation) et savoir scientifique (par opposition, un savoir quantifié, où l'on peut représenter les choses mathématiquement)? Comme la plupart des risques naturels sont induits par des déplacements de matériaux sur de grandes distances, la part jouée par l'écoulement est primordiale. Même dans les modèles intégrateurs, simplifiant considérablement ce qui se produit dans la phase d'écoulement, le regard du rhéologue est important dans la sélection du bon modèle d'écoulement ;

- le dimensionnement d'ouvrages. Des ouvrages de génie civil sont implantés dans des zones d'écoulement soit avec un objectif de protection (contention de l'écoulement), soit parce qu'il s'agit d'aménagements spécifiques (remontées mécaniques par exemple). Les questions qui se posent à l'ingénieur sont multiples : “quelle forme donner à l'ouvrage?”, “quelle hauteur?”, “quelle est la force exercée par l'écoulement?”, etc. La question du dimensionnement général intègre d'autres questions plus fondamentales de l'interaction d'un écoulement avec un ouvrage. Il est alors utile de disposer de codes de calcul capables de simuler l'interaction entre ouvrage et écoulement pour différentes configurations d'écoulement et géométries d'ouvrage. C'est un champ d'investigations relativement récent et, à ma connaissance, il y a très peu de codes numériques qui tournent actuellement ; leur utilisation dans un cadre d'ingénierie est inexistante pour l'heure. Naturellement, la modélisation rhéologique se retrouve à la base de ce travail numérique. C'est vraisemblablement un des grands chantiers de l'avenir.

Comment lire ce mémoire?

Quand j'ai commencé à rédiger mon mémoire, j'ai compulsé un certain nombre d'autres mémoires d'habilitation. Je dois dire que j'ai trouvé de tout et j'en ai conclu qu'il n'y avait pas réellement de style académiquement imposé à cet exercice. On trouve de tout, des mémoires *ante mortem* “ce que je crois”, des curriculum vitae “ma vie, mon œuvre”, des thèses “ma théorie”, une compilation de résumés d'articles, et également un mélange de tous ces styles. J'étais parti avec l'idée du juste milieu où j'essaierais de faire une synthèse des résultats scientifiques et de la vie qui l'accompagne. Puis, dans les couloirs, il a fallu que je croise des collègues, qui sur un ton goguenard me demandaient “ah! je vais enfin savoir ce que tu fais” ou pour les plus curieux “j'espère que tu expliqueras ton approche, c'est tellement bizarre de passer sa vie à étudier des billes”. Bref, je me sentais investi d'une mission un peu plus large que ce qu'un rapporteur, homme pressé, attend d'un mémoire d'habilitation. Donc, par avance, je présente mes excuses devant eux de la possible excessive longueur du mémoire. Pour les autres, j'espère que le mémoire répondra à leurs attentes.

J'ai tenté de présenter une vision cohérente de mon travail. Une exception sera faite pour le premier chapitre qui s'intéresse à ce que j'ai appelé plus haut des “modèles intégrateurs” et qui diffère, dans l'esprit, du reste du mémoire : il s'agit en effet de proposer une méthode de calage de paramètres d'un modèle d'avalanche. Le chapitre 2 présente une vue synthétique sur l'approche rhéophysique pour les suspensions de particules ; y sont présentés les outils et concepts utilisés par la suite. Dans le chapitre 3 je présente des applications de cette approche pour les écoulements granulaires secs. Au chapitre 4, j'aborde le cas des suspensions concentrées de particules dans un fluide et je montre l'influence des interactions entre particules dans la forme de la loi de comportement. Après m'être intéressé aux suspensions très concentrées, j'examine le cas d'écoulements turbulents d'une suspension diluée de particules dans le chapitre 5.

Chapitre 1

Le problème inverse dans les modèles dynamiques d'avalanche

1.1 Problématique

Dans bien des domaines d'investigation de la géophysique, les ingénieurs n'ont pas attendu les scientifiques pour proposer de petits modèles d'écoulement. C'est typiquement le cas des avalanches, pour lesquelles les premières tentatives¹ de modélisation mathématique remontent au début du XX^e. Assez tôt, les praticiens ont proposé de décrire un écoulement avalancheux comme le mouvement d'un solide soumis à une force de frottement de la forme [6, 7] :

$$F = \mu mg \cos \theta + \chi v^2 \quad (1.1)$$

où m désigne la masse, v la vitesse moyenne de l'avalanche, θ la pente locale, g la gravité ; (μ, χ) sont un couple de coefficients de frottement. L'équation du mouvement (sur un plan incliné) est alors donnée par :

$$m \frac{dv}{dt} = mg \sin \theta - F \quad (1.2)$$

En régime permanent, on a : $v = \sqrt{mg \cos \theta (\tan \theta - \mu) / \chi}$, ce qui traduit bien l'idée intuitive et les observations selon lesquelles il faut une certaine pente pour qu'une avalanche s'écoule : $\tan \theta \geq \mu$. Des observations complémentaires ont montré que plus une avalanche était importante en volume, plus elle était capable d'atteindre une grande vitesse. Les observations tendraient à montrer que $v \propto \sqrt{h}$ pour les gros phénomènes, ce qui conduit à poser $\chi = g / (\xi h)$, où ξ est un nouveau paramètre de frottement. La question qui se pose alors est de déterminer la valeur des coefficients (μ, ξ) . L'approche classique est de considérer des avalanches suffisamment documentées et de caler les paramètres (μ, ξ) à partir des données connues sur chaque événement [12–14]. La principale difficulté est qu'en général on dispose de peu de données sur un même couloir pour estimer comment varient les paramètres (μ, ξ) avec d'autres paramètres du problème (la nature de la neige, son volume au départ, etc.).

Pour contourner la difficulté nous avons substitué à cette façon de procéder une approche probabiliste, où plutôt que de calculer une valeur, on estime la probabilité d'observer cette valeur. Le principal défaut de cette nouvelle façon de voir le problème est qu'en s'éloignant

1. Ainsi à l'occasion des jeux Olympiques à Chamonix en 1924 des calculs simplifiés avaient été réalisés pour dimensionner la gare intermédiaire du téléphérique de l'Aiguille du Midi.

d'une formulation purement déterministe, il devient de plus en plus difficile d'interpréter sur le plan rhéologique, même grossièrement, les paramètres de frottement. Cet inconvénient est en grande partie gommé par la possibilité qui est offerte d'introduire la notion de *période de retour* (ou plus généralement probabilité d'occurrence), notion qui est assez fondamentale en ingénierie des risques.

Le travail a été entrepris dans le cadre d'un financement du ministère chargé de l'environnement (2000-2001), ministère qui est aujourd'hui très intéressé par une approche plus rationnelle dans la cartographie du risque d'avalanches. Le travail a été réalisé en collaboration avec Didier RICHARD, Maurice MEUNIER pour le Cemagref, et Eric MARTIN pour le Centre d'Etude de la Neige. Deux étudiants, Emmanuel GIUNTA de l'IUT de statistique de Grenoble (été 2000) et Christian GERVASONI du Politecnico di Milano (hiver 2002), ont apporté un soutien efficace dans le traitement des données. Le travail a fait l'objet de deux publications actuellement soumises à *Water Resources Research* [8, 9] ainsi que deux rapports [10, 11]. Le présent chapitre reprend essentiellement le contenu du second article et introduit des résultats nouveaux obtenus depuis.

1.2 Formulation du problème

L'étude rhéologique de la neige est à ses balbutiements d'une part car la communauté des "avalanchologues" est réduite et d'autre part que la neige est un matériau complexe, très sensible à la température de l'air emprisonné dans l'espace interstitiel, donc plutôt difficile à étudier à l'aide de rhéomètres classiques. Par défaut, les scientifiques ont soit utilisé des analogies avec d'autres fluides (c'est par exemple ce qu'a proposé Savage en considérant une avalanche comme un écoulement granulaire [25]), soit calé des lois de comportement à partir d'expériences de laboratoire (c'est le cas par exemple de Dent qui a calé une loi de Bingham sur des écoulements de neige dans des canaux [16]). Il est cependant assez clair qu'aucune des lois de comportement proposées à ce jour ne représente le comportement réel de la neige en écoulement.

La détermination des propriétés rhéologiques de la neige étant pour l'heure pour le moins incertaine, il est assez intéressant de considérer le problème à une échelle beaucoup plus grossière. Nous commençons par supposer que, durant sa phase d'écoulement, le mouvement de l'avalanche est assimilable au glissement d'un solide déformable soumis à une force de frottement de la forme [10] :

$$F = \mu mg + mgv^2/(\xi h) \quad (1.3)$$

comme nous l'avons décrit dans l'introduction. On admet que le mouvement se fait le long d'une courbe régulière d'équation $y = f(x)$. Si on fait l'hypothèse raisonnable que le rayon de courbure du profil en long est bien plus grand que la hauteur typique de l'avalanche, alors on peut écrire l'équation du mouvement dans un référentiel cartésien sous la forme (1.2), où maintenant $\tan \theta = df/dx$. Pour fermer le problème, il faut une équation d'évolution de la hauteur h . Le plus simple est d'admettre que le débit se conserve ; on a alors : $uh = u_0 h_0$ où u_0 et h_0 sont la vitesse et la hauteur initiales de l'avalanche. Dans le problème étudié, nous avons donc :

- une équation différentielle (1.2),
- une équation simple de bilan $uh = u_0 h_0$,
- deux conditions initiales (u_0 et h_0),

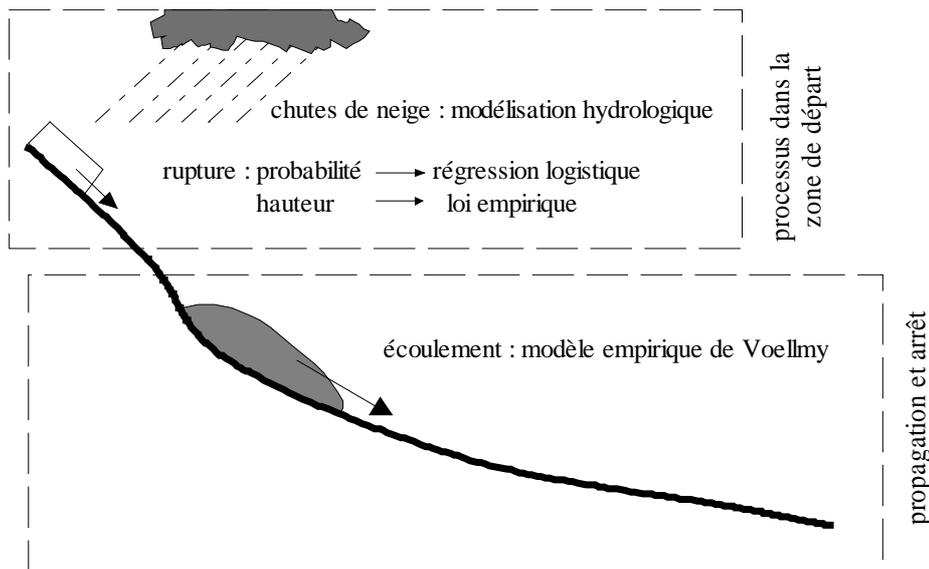


Figure 1.1 Schéma de principe du “modèle intégrateur” utilisé.

– deux paramètres mécaniques (μ, ξ) .

Concernant la vitesse initiale, on va admettre que tout se passe comme si l’avalanche avait déjà atteint un régime permanent, donc : $v = \sqrt{\xi h_0 \cos \theta_0 (\tan \theta_0 - \mu)}$, où θ_0 est la pente moyenne de la zone de départ. Comme la plupart des avalanches sont consécutives à des chutes de neige, on peut considérer que la hauteur initiale de l’avalanche est directement liée à l’épaisseur de la cassure au sein du manteau neigeux, donc aux chutes de neige des derniers jours. Les praticiens considèrent qu’en moyenne, le cumul de neige des trois derniers jours C_{3j} est un bon indicateur d’une part de la probabilité qu’une avalanche parte et d’autre part de la quantité de neige que va mobiliser l’avalanche [17]. On va donc admettre ici qu’on a une certaine relation connue entre C_{3j} et h_0 : $h_0 = h_0(C_{3j})$; la relation la plus simple est l’identité : $h_0 = C_{3j}$. Nous utiliserons ici une formulation empirique proposée dans une directive fédérale suisse, qui pondère l’égalité précédente par un facteur dépendant de la pente initiale : $h_0 = \alpha C_{3j}$, avec $\alpha(\theta_0) = 0.291/(\sin \theta_0 - 0.202 \cos \theta_0)$ [17]. Cette relation traduit tout simplement que : (i) il y a une pente limite $\tan \theta_{0, \min} = 0.202$ au-dessous de laquelle il ne peut pas y avoir de départ et (ii) plus la pente augmente moins la couche de neige déclenchée est épaisse.

Si l’on connaît le total des chutes de neige sur les trois derniers jours et les paramètres mécaniques (μ, ξ) , alors on peut résoudre les équations du mouvement et ainsi calculer la vitesse en tout point et la distance d’arrêt. On note cette dernière $x_{stop} = X(\mu, C_{3j}, \xi)$.

On souhaite maintenant déterminer les paramètres (μ, ξ) . Dans l’absolu, si on avait des événements bien documentés sur plusieurs couloirs, il serait possible, au moins en procédant par tâtonnement, de caler les paramètres de frottement. Cela a pu être fait à quelques reprises [12–14]. Toutefois, dans la plupart des cas, la seule donnée qu’on ait dans les archives, c’est la cote d’arrêt (traduite ici en distance d’arrêt). Dans le cas présent, on peut quand même fermer le problème car d’après le modèle dynamique utilisé la distance d’arrêt est principalement une fonction de μ et n’est que faiblement influencée par ξ : $\partial X / \partial \mu \gg \partial X / \partial \xi$.

La parade consiste donc à considérer que, pour un même couloir, toutes les avalanches ont le même coefficient ξ . A noter que c'est également l'hypothèse formulée par les praticiens selon qui le coefficient ξ reflète un frottement global lié au site (traduisant la plus ou moins grande sinuosité du couloir et la possibilité d'étalement). Dans un travail parallèle, Maurice MEUNIER examine les implications d'une telle hypothèse de travail [18].

Pour bien noter cette faible dépendance de la distance d'arrêt vis-à-vis de ξ , on écrit la distance d'arrêt sous la forme $x_{stop} = X(\mu, C_{3j}; \xi)$. Le problème étant fermé, nous pouvons maintenant déterminer le paramètre μ en résolvant l'équation $x_{stop} = X(\mu, C_{3j}; \xi)$. Il faut pour cela, pour chaque événement documenté, connaître à la fois le cumul de neige des trois derniers jours et la distance d'arrêt. On pose alors : $\mu = Y(x_{stop}, C_{3j}; \xi)$. Nous appellerons par la suite *inversion directe* cette méthode. La force de cette méthode est naturellement sa simplicité; sa faiblesse est la grande quantité de données qu'elle nécessite. De plus, si sur plusieurs couloirs des Alpes françaises, on dispose de séries chronologiques de distance d'arrêt couvrant à peu près 100 ans d'observations, les cumuls de neige ne sont mesurés que depuis 15 à 30 ans selon les postes de mesures. Donc, dans bien des cas, même si l'on dispose de suffisamment de données d'avalanche, ce sont les données météorologiques qui manquent. On reformule alors le problème d'inversion de la façon suivante :

“Quelle est la probabilité p_μ d'observer μ connaissant les probabilités p_x et p_C d'observer x_{stop} et C_{3j} (et en supposant ξ connu et constant pour un même couloir)? ”

On peut montrer que les densités de probabilité sont reliées par un produit de convolution (équation intégrale de Fredholm) de la forme [9] :

$$p_x(x_{stop}) = \int_{\mathbb{R}_+} K(x_{stop}, \mu) p_\mu(\mu) d\mu \quad (1.4)$$

où $K(x_{stop}, \mu) = J_x^{-1} p_C(Z(\mu, x_{stop}; \xi))$ est le noyau, $J_x = |\partial x_{stop} / \partial C_{3j}|$ le jacobien de la transformation $(x_{stop}, \mu) \rightarrow (C_{3d}, \mu)$, et on a supposé que l'on pouvait inverser la fonction donnant la distance d'arrêt pour obtenir la chute de neige sur trois jours $C_{3j} = Z(\mu, x_{stop}; \xi)$. Pour inverser l'intégrale, il suffit de discrétiser l'intégrale en employant une règle de quadrature de type “méthode des trapèzes” ou de Simpson. En considérant un pas de discrétisation régulier ζ , on aboutit alors à une expression approchée de la densité de probabilité p_x de la forme : $\tilde{\mathbf{p}}_x^C = \zeta \mathbf{W} \mathbf{p}_\mu$ où $W_{ij} = \omega_{ij} K(x_i, \mu_j)$ avec ω_{ij} les coefficients de quadrature, l'indice i prend ses valeurs sur l'intervalle $[1, N_D]$ (avec N_D le nombre de données) et j est compris dans l'intervalle $[1, N_K]$ (où N_K renvoie au nombre de points de discrétisation). L'indice C placé après p_x indique qu'il s'agit d'une probabilité évaluée par discrétisation.

Si on prend $N_K = N_D$, alors la matrice \mathbf{W} est carrée et *a priori* on peut l'inverser si son déterminant est non nul : $\mathbf{p}_\mu = \mathbf{W}^{-1} \tilde{\mathbf{p}}_x^C / \zeta$. Cependant la matrice \mathbf{W} contient beaucoup de zéros et la mise en œuvre des méthodes numériques classiques d'inversion conduirait à des erreurs relativement importantes. Pour éviter cela, nous avons employé une méthode de régularisation, la méthode de Tikhonov qui revient à imposer une condition de régularité à la solution du problème discrétisé [19]. Ici, nous admettons que la solution p_μ est régulière et continûment dérivable. Pour imposer la régularité de la courbe, on peut tenter de limiter les variations trop brutales (changement de convexité) en exprimant la condition suivante :

$$\sum_{j=2}^{N_K-1} (d^2 p_\mu(\mu_j) / d\mu^2)^2 \text{ doit être le plus petit possible.}$$

Le problème d’inversion se ramène alors à un problème de recherche de minimum global de la fonctionnelle :

$$H(\mathbf{p}_\mu) = F(\mathbf{p}_\mu) + \lambda G(\mathbf{p}_\mu) \quad (1.5)$$

avec λ un paramètre que l’on peut ajuster (multiplicateur de Lagrange) et où on a introduit deux fonctionnelles : $F(\mathbf{p}_\mu) = (1 - \mathbf{A}\mathbf{p}_\mu)^\top \cdot (1 - \mathbf{A}\mathbf{p}_\mu)$ et $G(\mathbf{p}_\mu) = (\mathbf{B}\mathbf{p}_\mu)^\top \cdot (\mathbf{B}\mathbf{p}_\mu)$. Dans la première fonctionnelle, la matrice \mathbf{A} se calcule à partir de la matrice \mathbf{W} et du vecteur des distances d’arrêt mesurées : $A_{ij} = W_{ij}\zeta/\tilde{p}_x^M(x_j)$; ici, l’indice M après p_x signifie que la probabilité doit être évaluée à partir des données de terrain. Si on prend $\lambda = 0$, on trouve que le minimum de la fonctionnelle est la solution trouvée ci-dessous. La fonctionnelle F sert à traduire l’adéquation aux données de terrain. La fonctionnelle G se construit à partir de la matrice carrée \mathbf{B} (de dimensions $N_K \times N_K$) tridiagonale représentant l’opérateur “dérivée seconde” discrétisé. Cette fonctionnelle reflète la régularité de la courbe ou la stabilité de la courbe vis-à-vis des données de terrain. Plus le paramètre λ sera choisi petit, meilleur sera l’accord entre résultats de l’inversion et données de terrain mais au détriment de la régularité de la courbe. Inversement si l’on choisit une valeur forte pour λ , la régularité sera assurée mais probablement au détriment de la concordance avec les données.

Des méthodes d’optimisation existent pour choisir une valeur de λ offrant un bon compromis entre concordance et régularité [20]. Toutefois, nous avons jugé préférable de procéder différemment. Le vecteur recherché \mathbf{p}_μ est en fait la discrétisation d’une densité de probabilité. On s’attend donc à ce que la somme de ces composantes soit proche de 1. C’est cette condition que nous avons (arbitrairement) imposée pour le choix de λ .

Pour une valeur donnée de λ , on montre que l’équation $\partial H(\mathbf{p}_\mu)/\partial \mathbf{p}_\mu = 0$ a une unique solution qui s’écrit de façon complètement analytique [19]

$$\mathbf{p}_\mu = (\mathbf{A}^\top \mathbf{A} + \lambda \mathbf{B}^\top \mathbf{B})^{-1} \mathbf{A}^\top \cdot \mathbf{1} \quad (1.6)$$

On le devine, la force de la régularisation de Tikhonov est sa relative simplicité puisqu’on sait déterminer analytiquement le minimum global de la fonctionnelle H . L’inconvénient est qu’on ne prend en compte qu’une seule contrainte (régularité de la courbe) alors que dans le cas présent d’autres contraintes sur la solution (par exemple, l’intégrale de la fonction solution est égale à 1 ou la densité de probabilité est positive) ne peuvent être prises en compte qu’indirectement. Naturellement on aurait pu procéder différemment en imposant d’emblée les différentes contraintes et les intégrer ensemble en généralisant la forme de l’équation (1.5), mais on se ramènerait alors à un problème de recherche de minimum d’une fonctionnelle, qui ne serait plus analytique et nécessiterait une résolution numérique (ce dernier problème est connu pour être gourmand en temps de calcul et plus ou moins complexe à mettre en œuvre [21–23]).

1.3 Applications

Nous avons appliqué la méthode décrite ci-dessus à plusieurs couloirs des Alpes françaises. Nous avons cherché des couloirs riches en événements et avec une station nivo-météorologique à proximité. Comme exemple d’application, nous donnons ici les résultats obtenus pour un couloir de la vallée de Chamonix, sous le Plan de l’Aiguille. Le couloir s’étale entre 1030 et 2150 m d’altitude sur une longueur d’environ 1,7 km. Le couloir est légèrement confiné (sous l’effet de l’érosion torrentielle), ce qui fait que les avalanches suivent à peu près systématiquement le même cheminement. Le reste du versant est boisé.

L'activité avalancheuse y est suivie depuis 1901 et les événements sont recensés dans un fichier national appelé "enquête permanente des avalanches", tenu conjointement par l'Office National des Forêts (récolte de l'information) et le Cemagref (gestion des données). Pour ce couloir, ce sont en tout 40 avalanches qui ont été recensées en un siècle. La précision des données reportées n'est pas très bonne mais elle s'est en général améliorée au fil des années. Ainsi, l'imprécision sur la distance d'arrêt dépassait ± 100 m au début du siècle dernier (en l'absence de fond topographique) alors que de nos jours, on espère qu'elle est inférieure à ± 20 m. Il est par ailleurs probable que le fichier soit lacunaire (par exemple, pas d'observations durant les deux guerres mondiales) et la précision des dates reportées n'est pas garantie (parfois l'agent forestier n'a pu se rendre compte de la présence d'un dépôt d'avalanche qu'un à deux jours après le départ de l'avalanche). A 2,5 km de la zone de départ se trouve une station météorologique en fonctionnement depuis 1960. Diverses données météorologiques (précipitations, nébulosité, température, vent, etc.) sont enregistrées une à plusieurs fois par jour.

Pour appliquer les méthodes d'inversion, nous avons utilisé le modèle dynamique décrit précédemment et calculé numériquement un certain nombre de fonctions utiles à l'étude. Un profil en long de la trajectoire moyenne suivie par la plupart des avalanches a été introduit comme entrée du modèle. Ainsi à partir d'une série de N_ξ^2 simulations, nous avons calculé la distance d'arrêt $x_{stop}(\mu, C_{3j})$ en faisant varier (pour chacune des simulations) la valeur du coefficient μ et la valeur de C_{3j} . Typiquement nous avons réalisé 150^2 simulations. Nous avons pris $\xi = 800$ m/s² et avons vérifié que cette valeur jouait effectivement peu sur le résultat final. Nous avons ensuite calculé numériquement les fonctions inverses $C_{3j} = Z(\mu, x_{stop}; \xi)$ et $\mu = Y(x_{stop}, C_{3j}; \xi)$ avant de déterminer $K(x_{stop}, \mu) = p_C(Z(\mu, x_{stop}; \xi)) |\partial Z / \partial x_{stop}|$.

Pour la méthode d'inversion directe, il suffit de calculer numériquement la fonction inverse $\mu = Y(x_{stop}, C_{3j}; \xi)$ pour résoudre le problème. Pour chaque événement, nous avons recherché le cumul de neige tombé durant les trois jours précédant l'avalanche pour la période 1960–2001, période durant laquelle nous avons à la fois des observations météorologiques et des données d'avalanches. En tout sur 13 avalanches recensées, seules 4 ne sont pas consécutives à des chutes de neige. Nous reportons sur la figure 1.2 l'histogramme des valeurs trouvées pour μ .

Pour la méthode d'inversion indirecte, nous avons tout d'abord déterminé les densités de probabilité des paramètres d'entrée. La première partie du travail a consisté à déterminer la probabilité d'observer un cumul de neige. A cet effet nous avons utilisé les outils classiques de l'hydrologie. La pratique consiste à classer les valeurs de cumul et à leur attribuer une fréquence empirique P (ou une période de retour $T = (P - 1)^{-1}$); cette fréquence d'occurrence est directement liée à la probabilité que la valeur en question ne soit pas dépassée sur un laps de temps donné: $P = \text{Prob}(C_{3j} \leq C)$. On cale ensuite une distribution de probabilité adaptée, telle que la loi des valeurs extrêmes (Gumbel) ou la loi exponentielle. Il y a une petite subtilité dans la méthodologie présentée plus haut : nous avons défini p_C comme étant la probabilité de densité des cumuls de neige sur les trois jours précédant l'avalanche, donc nous avons implicitement considéré que p_C était la densité de probabilité des cumuls de neige sur 3 jours lorsqu'il y avait un départ d'avalanche. Nous cherchons donc en fait à évaluer $\text{prob}(C_{3j}$ et une avalanche), c'est-à-dire :

$$\text{prob}(C_{3j} \text{ et une avalanche}) = \text{prob}(C_{3j}) \times \text{prob}(\text{avalanche}|C_{3j}) \quad (1.7)$$

La probabilité conditionnelle $\text{prob}(\text{avalanche}|C_{3j})$ peut être évaluée en pratique par les

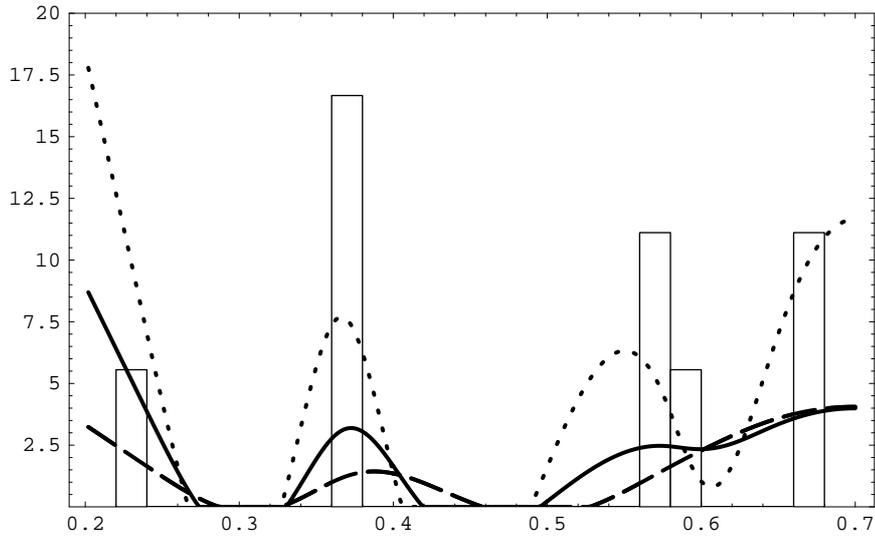


Figure 1.2 Densité de probabilité empirique du coefficient de frottement pour le couloir du Plan de l'Aiguille pour la période 1960–2000. L'histogramme représente les valeurs déterminées par application de la méthode directe tandis que les trois courbes représentent les courbes régularisées obtenues par résolution de l'équation. La courbe en trait continu correspond à $\lambda = 10^3$, la courbe à tiret court correspond à $\lambda = 10^2$ et celle à tiret long à $\lambda = 10^1$.

méthodes de régression logistique [24] : on considère toutes les chutes de neige sur 3 jours supérieures à un certain seuil (ici 10 cm), on examine si au terme des trois jours, une avalanche a eu lieu dans le couloir étudié. Le cas échéant, on donne au résultat la valeur 1 ; s'il n'y a pas d'événement, on attribue la valeur 0. On cale ensuite une loi de la forme : $\pi(x) = e^{\beta_0 + \beta_1 x} / (1 + e^{\beta_0 + \beta_1 x})$, où (β_0, β_1) sont deux paramètres.

Ici nous avons trouvé que les cumuls de neige sur trois jours pouvaient être décrits par une distribution de probabilité exponentielle $p_C(C_{3j}) = \exp(-(C_{3j} - 0,10)/0,15)$ (les cumuls sont exprimés en m). En examinant en parallèle la série chronologique des chutes de neige et la banque de données des avalanches, nous avons pu montrer que la chute de neige sur trois jours était bien un facteur explicatif pertinent de l'activité avalancheuse dans le couloir du Plan de l'Aiguille et nous avons déduit la valeur de (β_0, β_1) : $\beta_0 = -4,0$ et $\beta_1 = 5,3$. La densité de probabilité de la distance d'arrêt a été d'abord évaluée sur les événements recensés pour la période commune 1960–2000. Dans un deuxième temps, nous avons travaillé avec l'échantillon complet.

J'ai reporté sur la figure 1.2 la courbe résultant quand la régularisation de Tikhonov est appliquée pour la période 1960–2000. Trois valeurs de λ ont été testées.

La comparaison de l'histogramme fourni par la méthode directe et des courbes données par la méthode indirecte montre une relative bonne concordance des méthodes. Toutefois, l'histogramme s'organise en quatre paquets de valeurs bien disjoints alors que la courbe régularisée $\lambda = 10^3$ (donnant $\int p_\mu d\mu \approx 1,03$) a tendance à être plus lissée. Cela est normal dans la mesure où une valeur relativement grande de λ a été choisie. Si on souhaitait que la courbe régularisée soit plus proche des données de terrain, il faudrait sélectionner une valeur plus faible de λ mais dans ce cas, la norme de la densité de probabilité augmente

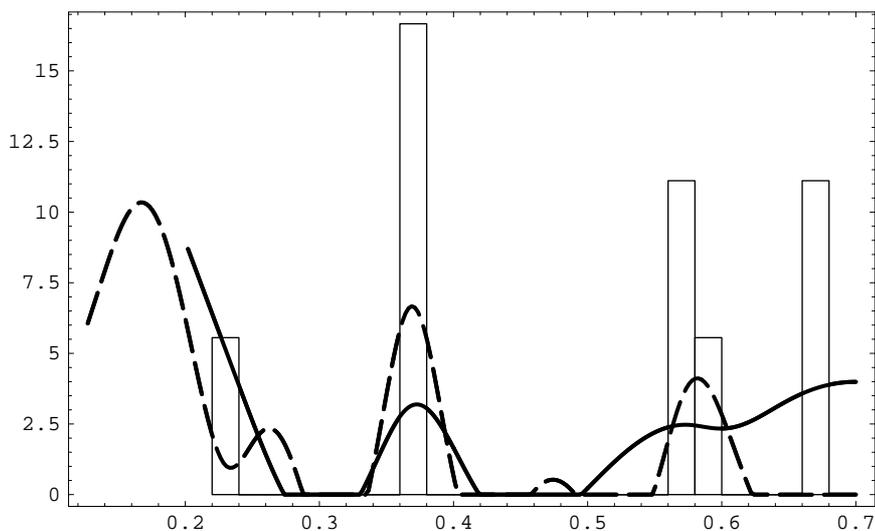


Figure 1.3 *Densité de probabilité empirique du coefficient de frottement pour le couloir du Plan de l'Aiguille pour la période 1901–2000. La courbe continue représente les valeurs déterminées par application de la méthode indirecte sur les données couvrant la période 1901–2000. Le facteur λ a été pris égal à 10^3 . L'histogramme est repris de la figure. La courbe à tiret a également repris de la figure précédente (courbe $\lambda = 10^3$ sur la figure 1.1).*

significativement ($\int p_\mu d\mu \approx 2$ pour $\lambda = 10^2$). Pour les trois valeurs de λ testées ici, on note que la méthode indirecte permet de localiser correctement les valeurs les plus probables du coefficient de frottement. Le relativement bon accord entre les deux méthodes est quelque peu surprenant dans la mesure où, pour la méthode indirecte, toutes les avalanches de la période 1960–2000 ont été prises en compte alors que dans la méthode directe seules les avalanches consécutives à des chutes de neige (9 sur 13) ont été traitées.

La force de la méthode indirecte est de pouvoir être appliquée directement sur les données d'avalanches sans avoir en parallèle la série chronologique des cumuls de neige correspondants. Sur la figure 1.3, j'ai reporté la densité de probabilité du coefficient de frottement μ quand on applique la méthode indirecte sur les 40 événements recensés sur la période 1901–2000 (courbe à trait discontinu). Ont également été reportés sur cette courbe l'histogramme de μ qui avait été obtenu précédemment par la méthode directe et la densité de probabilité calculée précédemment sur l'échantillon réduit (courbe à trait continu). L'examen des deux courbes montre assez peu de différences si ce n'est que le premier pic de densité (autour de $\mu = 0,2$) est dédoublé, avec maintenant un premier pic autour de 0,16 et un second, nettement moins marqué, autour de 0,25.

1.4 Bilan

Le modèle présenté ici est typique de ce que j'ai appelé "modèle intégrateur" d'un site. C'est à ma connaissance le modèle le plus simple qui puisse, de manière pertinente, décrire le fonctionnement avalancheux d'un site. Un modèle similaire dans le principe a été construit pour les laves torrentielles [33].

J'ai ici mis l'accent sur la méthode d'inversion que j'ai développée pour déterminer la valeur d'un coefficient de frottement du modèle dynamique d'avalanche (coefficient μ dans l'équation 1.1) quand on connaît les autres paramètres du modèle et une série chronologique de distances d'arrêt. Par rapport à une inversion classique, l'originalité réside ici dans une formulation probabiliste du problème qui consiste à rechercher non pas la valeur mais sa densité de probabilité. En contrepartie d'un formalisme un peu plus complexe, l'avantage est de pouvoir exploiter des séries de données sur des durées bien plus longues. De plus, dans certains cas où l'information est manquante ou imprécise pour certains des paramètres (les chutes de neige par exemple), on peut quand même utiliser cette méthode probabiliste en introduisant une distribution de probabilité *a priori*. Je discuterai de cette possibilité offerte un peu plus loin. Un autre gros avantage de la méthode est qu'elle aboutit à une information (la densité de probabilité de μ) qui est directement exploitable si on souhaite réaliser des simulations de Monte Carlo d'avalanches pour un couloir donné, ce qui dans une logique opérationnelle offre un cadre très cohérent pour la détermination des caractéristiques des phénomènes rares (en vue par exemple d'un zonage). En effet, il suffit de constituer une série chronologique d'événements fictifs en tirant au hasard, pour chaque événement, la chute de neige selon sa loi de probabilité, puis dans l'éventualité où il y a un déclenchement (éventualité estimée à partir de l'équation logistique), en tirant au hasard la valeur du coefficient μ . On résout alors l'équation du mouvement le long du profil en long et on stocke la distance d'arrêt. A partir de cette série chronologique, il est possible de calculer les caractéristiques d'un événement de période de retour quelconque.

Le résultat le plus surprenant de l'étude préliminaire menée est que la densité de probabilité du coefficient μ n'est pas régulière mais au contraire se caractérise par plusieurs pics de densité². On peut donc considérer que le coefficient μ est une variable aléatoire discrète, c'est-à-dire qu'il prend ses valeurs parmi un jeu fini de valeurs. Trois questions se posent dès lors :

1. est-ce que ces valeurs ont un caractère universel ou dépendent-elles également du site?
2. comment varient ces valeurs en fonction des paramètres nivo-météorologiques? Peut-on par exemple mettre en évidence une relation entre le coefficient de frottement μ et le volume de neige mobilisé, relation mise en évidence pour les grands mouvements de terrain [25]?
3. chacun des pics de densité de μ ne traduirait-il pas en fait un type particulier d'avalanche? Par exemple, les avalanches de neige humide pourraient correspondre à un des pics et les avalanches de neige sèche et froide à un autre pic?

Il est trop tôt pour apporter des réponses définitives à ces trois questions en l'état actuel des recherches (seuls quelques couloirs d'avalanches ont été étudiés par cette méthode), mais pour l'heure il ressort de notre étude préliminaire que :

1. il n'y a aucun caractère universel (ou même régional) dans les valeurs discrètes de μ ;
2. aucune dépendance n'a été trouvée entre μ et C_{3j} , il est peu probable que pour les sites étudiés il y ait une dépendance de μ vis-à-vis du volume de neige mobilisé. Nous n'avons pas cherché à établir d'autres dépendances (par exemple avec la température) ;
3. aucun lien direct n'a pu être trouvé entre la nature de la neige, le type d'avalanche, et la valeur de μ .

². C'est un résultat heureux pour les praticiens puisque ceux-ci appliquent souvent une directive suisse [7] préconisant 3 valeurs finies de λ selon l'importance de l'avalanche

En bref, si le modèle dynamique utilisé (équation 1.1 ou 1.3) avait un fondement mécanique, on aurait dû trouver que le coefficient μ revêtait un certain caractère universel (au moins à une échelle régionale) et sans doute qu'il dépendait de certains paramètres météorologiques (tels que la température de l'air, qui joue un rôle important dans la consistance de la neige). La réalité est plus complexe et il faut voir le modèle dynamique utilisé comme une idéalisation ou un modèle conceptuel plutôt que comme une description moyennée du comportement mécanique d'une avalanche.

En outre, dans le dépouillement réalisé actuellement par Christian GERVASONI, un problème de taille est survenu, problème qui avait été éclipsé durant l'étude préliminaire où je m'étais borné à rechercher des couloirs avec une activité avalancheuse soutenue. Christian GERVASONI a en effet étudié systématiquement tous les couloirs d'un même tronçon de vallée, avec l'objectif de mettre en évidence une influence régionale ou de la topographie sur la distribution de μ . Il a trouvé que pour la plupart des couloirs, d'autres paramètres (tels que le vent ou la température de l'air) devaient être pris en compte dans le calcul de la probabilité de déclenchement. Une conséquence directe est que pour réaliser une simulation de Monte Carlo réaliste d'un couloir, il faut également simuler un certain nombre de paramètres nivo-météorologiques, ce qui rend l'étude bien plus complexe³.

A mon avis, en dépit de ses quelques défauts, une telle démarche offre une alternative valable aux méthodes purement statistiques ou naturalistes employées aujourd'hui. Dans les approches statistiques développées jusqu'à présent [26–29], les auteurs remplacent le modèle dynamique par une "boîte noire", où les données de sortie (distance d'arrêt par exemple) sont reliées aux données d'entrée (les paramètres topographiques du couloir) par une fonction de corrélation. Malgré la sophistication croissante, ces méthodes restent à mon avis d'un intérêt limité dans le contexte alpin car elles sont basées sur une hypothèse de travail très forte : la possibilité de régionaliser les données⁴. A noter par ailleurs que l'idée de recourir à des simulations de Monte Carlo pour déterminer des caractéristiques d'avalanche extrême n'est pas neuve en soi puisque plusieurs autres chercheurs [30–32] s'y sont essayés. Toutefois ces chercheurs postulaient les distributions de probabilité des paramètres d'entrée alors qu'ici on offre un moyen pratique de les déterminer.

3. Une telle conclusion est soutenue par l'analyse des avalanches catastrophiques survenues ces trente dernières années en France ; on constate que, plutôt que le cumul de neige en trois jours, c'est souvent la combinaison de plusieurs facteurs défavorables mais non nécessairement extrêmes (et dont l'occurrence peut être simultanée ou décalée dans le temps) qui explique qu'une avalanche a une grande ampleur. A titre d'exemple, lors de la crue avalancheuse dans la vallée de Chamonix du 9 au 11 février 1999 (12 morts), la période de retour maximale du cumul de neige sur trois jours a été estimée à cinq ans (durant les 30 dernières années, la vallée a connu plusieurs chutes d'ampleur égale ou supérieure aux chutes du début février). Ce qui a joué défavorablement, c'est un hiver très froid durant les deux derniers mois avec de faibles précipitations (manteau neigeux peu consolidé), une première grosse chute de neige, des températures de l'air très froides (consolidation ralentie de la neige récente).

4. En effet, dans ce type d'étude statistique, la dynamique d'une avalanche est résumée à travers une simple relation entre topographie du site et distance d'arrêt (sans lien donc avec d'autres paramètres influents comme les conditions nivo-météorologiques propres au couloir). Cette hypothèse permet alors de regrouper toutes les données d'avalanche d'une même région et de les traiter statistiquement pour établir la corrélation entre topographie et distance d'arrêt.

1.5 Perspectives

A l'origine de ce travail, j'avais deux objectifs :

- D'une part, je m'interrogeais sur la signification physique des paramètres employés dans les modèles dynamiques et, en filigrane, à la pertinence du modèle employé. Je dirais que, quand on traite un modèle dynamique de frottement comme l'équation 1.1 ou 1.3, deux attitudes sont possibles. On peut, d'emblée, affirmer qu'il ne s'agit à la base que d'un modèle conceptuel et, dès lors, il est inutile d'en chercher une justification physique pointue. A l'opposé, on peut avancer qu'une équation telle que (1.1) traduit à l'échelle macroscopique un ensemble de phénomènes physiques. Il est donc assez instructif, à travers une étude statistique sur des données de terrain, de tester le comportement d'une équation dynamique simple comme (1.1).
- D'autre part, il s'agissait de proposer une méthode plus rationnelle pour déterminer la relation entre intensité et fréquence d'une avalanche. C'est un souci que j'avais rencontré dans plusieurs problèmes d'ingénierie et, dans les quelques expériences de zonage que j'avais eues, j'avais été souvent surpris du caractère subjectif dans la détermination du phénomène extrême à prendre en compte. Outre une approche purement experte (travail d'archives, analyse du terrain, etc.), on trouve parmi les outils à la disposition du praticien des modèles statistiques (pour la plupart cherchant une corrélation entre topographie et distance d'arrêt) et des modèles dynamiques plus ou moins sophistiqués. En tant que mécanicien, je ne pouvais que demeurer perplexe devant l'approche statistique qui prétendait se passer d'une étude de la dynamique du phénomène ou du moins postulait que la distance d'arrêt d'une avalanche ne dépendait que de la topographie du profil en long. Plus séduisante, en revanche, est la possibilité offerte par ce type d'approche (voir par exemple les travaux de MCCLUNG [28]) d'arriver rapidement à une relation intensité/ fréquence fondée sur des données de terrain. A l'inverse, les modèles dynamiques permettent de rendre compte, je pense d'une manière plus réaliste et satisfaisante, de l'influence de différents paramètres (la topographie bien sûr mais également les conditions nivologiques locales ou la nature de la neige) sur la distance d'arrêt. Pourtant la manière dont sont généralement calés les paramètres dynamiques (surtout dans un contexte de détermination des phénomènes extrêmes d'un site) est pour le moins frustré.

Au bilan, les deux objectifs sont en partie remplis. Concernant le premier point, je suis arrivé à la conclusion en l'état actuel du dépouillement qu'un modèle dynamique comme l'équation 1.1 est purement conceptuel et qu'en conséquence, ses paramètres sont à caler pour chaque couloir si on veut décrire au mieux la dynamique des avalanches de ce couloir. Concernant le second objectif, l'approche présentée est le premier jet de ce qu'on pourrait être une méthode de calcul des avalanches extrêmes. Tout un travail reste à faire et on peut citer au moins deux pistes de progrès :

- Il faut intégrer d'autres paramètres nivo-météorologiques dans le calcul de la probabilité de déclenchement. Reste à déterminer comment varient statistiquement ces paramètres. Il s'agit surtout d'un travail de dépouillement statistique plus qu'un véritable nouveau champ de recherche.
- Dans le travail réalisé, on n'a pas tenu compte de l'incertitude des données alors qu'on sait qu'elle existe et qu'elle peut être significative. De même, dans notre approche déterministe, nous avons besoin d'avoir autant de types de données de terrain

que d'inconnues du problème (ici nous n'avons fait que traiter un problème à une inconnue, le coefficient μ , et nous avons utilisé la distance d'arrêt pour déterminer cette inconnue) alors qu'*a priori* on pourrait également considérer ξ et h_0 comme des inconnues du problème. Notre cadre théorique étant alors inadapté (faute de données de terrain), il faut alors approcher différemment le problème. Eric PARENT (laboratoire Gestion des Risques en Sciences de l'Eau à l'ENGREF) a proposé un traitement bayésien du problème [34]. Une étude préliminaire est en cours, avec à la clé un éventuel sujet de thèse.

Chapitre 2

Rhéophysique des suspensions concentrées : analyse théorique

2.1 Problématique

Je présente dans ce chapitre une analyse théorique sur le comportement des suspensions concentrées. Ce travail réalisé dans les années 1998–2001 est en continuité directe avec mon travail de thèse, qui avait porté sur la rhéologie des écoulements granulaires en cisaillement simple [35]. Il a bénéficié d'échanges avec Philippe COUSSOT (un article commun a été publié dans *Physical Review E* à cette occasion sur la classification du comportement des suspensions [36] et un ouvrage commun a été écrit [37]) et Pierre EVESQUE (avec également un article paru dans *Physical Review E* [38] sur le régime frictionnel-collisionnel pour les écoulements granulaires). Ce travail a essentiellement été financé par le *Programme National sur les Risques Naturels* coordonné par l'Institut National des Sciences de l'Univers (CNRS). Il a également bénéficié des discussions intéressantes tenues lors des réunions du Groupe de Recherche *Physique des milieux hétérogènes et complexes* animé par Daniel BIDEAU et de son successeur *Milieux divisés et granulaires* animé par Fahrang RADJAI et Olivier POULIQUEN. L'école européenne d'été sur la mécanique des fluides en géophysique qui s'est tenue en juin 2000 à Saint-Oyen (Italie) a également été très riche en débats constructifs avec Stuart B. SAVAGE de l'Université McGill (Montréal), Hervé CAPART du M.I.T. (Cambridge), et Luigi FRACCAROLLO de l'Université de Palerme.

Bien des éléments abordés dans ce chapitre ne sont pas nouveaux en soi ; toutefois, à ma connaissance, la présentation d'un cadre homogène de traitement des suspensions concentrées n'existe pas. Je pense que ce chapitre permet de bien expliciter la problématique et les choix opérés dans la modélisation rhéologique telle qu'on l'aborde dans les chapitres suivants. Je commencerai par une introduction assez générale sur le comportement des suspensions en m'appuyant sur quelques nombres sans dimension clés. L'objectif est de replacer un certain nombre de notions importantes pour la compréhension du mémoire dans un cadre homogène, telles que la notion d'écoulement mono- ou bi-phasique à l'échelle macroscopique. Je donnerai un rapide aperçu sur la manière dont on peut construire un lien entre micro- et macro-structure. Cette approche, dont les prémices remontent à BATCHELOR, ne peut être menée à terme rigoureusement que dans des cas limites. Pour les suspensions naturelles, nous nous situons rarement dans ces cas limites et il faut adapter le cadre théorique. L'approche que je présente se situe à mi-chemin entre empirisme et formalisme mathématique. Il

s'agit donc là de faire de la physique avec les mains en manipulant des équations, des ordres de grandeur, et en ayant largement recours aux approximations pour tenter de construire un cadre suffisamment général pour aborder la rhéologie des suspensions très concentrées. Après avoir décrit la forme générale de loi de comportement (objet d'un article dans *Journal of Rheology* [39]), j'examine les différents régimes d'écoulement que l'on peut rencontrer pour des suspensions.

2.2 Introduction : les fondements de l'approche rhéophysique

2.2.1 Mouvement d'une sphère isolée et conséquences sur la nature des régimes d'écoulement

Le point de départ de toute approche rhéophysique est d'examiner le comportement du matériau à une échelle microscopique, puis d'en déduire son comportement à l'échelle macroscopique par un passage à la moyenne approprié. Le changement d'échelle est une nécessité dès lors que, dans les calculs et les applications, on s'intéresse à des variations de grandeurs moyennes et non au détail de la microstructure. Dans le cas d'une suspension de particules de même taille, le choix naturel de l'échelle microstructurale est la taille moyenne des particules (il sera moins évident plus loin lorsque nous traiterons une suspension d'une collection de particules de taille variée). Pour commencer considérons une particule supposée rigide dans un fluide newtonien, que l'on va, dans un premier temps, supposer être en régime laminaire. Le mouvement local du fluide de masse volumique ρ_f et animé d'une vitesse \mathbf{u}_f est décrit par les équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla \mathbf{u}_f = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \frac{1}{\rho_f} \nabla \cdot \sigma_f \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0 \quad (2.2)$$

où l'on a introduit p la pression généralisée (incluant la pression du fluide et le potentiel gravitaire Φ , défini tel que $\rho_f \mathbf{g} = -\nabla \Phi$ avec g la gravité), et σ_f le tenseur des extra-contraintes (ici $\sigma_f = 2\mu \mathbf{d}$ où \mathbf{d} désigne le tenseur des taux de déformation). Les conditions aux limites pour la frontière entre phases fluide et solide sont données par une condition de non-pénétration : $\mathbf{u}_f \cdot \mathbf{k} = 0$, où \mathbf{k} désigne la normale à l'interface entre phases.

Pour la particule solide, on écrit l'équation de la quantité de mouvement sous la forme lagrangienne générique suivante :

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{g} + \frac{1}{m_p} \mathbf{F}(\mathbf{u}_p, \mathbf{u}_f) \quad (2.3)$$

où $\mathbf{F}(\mathbf{u}_p, \mathbf{u}_f)$ désigne le champ de force résultant de l'interaction du fluide et de la particule, m_p est la masse de la particule et \mathbf{u}_p la vitesse de son centre de gravité. Notons que pour l'instant la force $\mathbf{F}(\mathbf{u}_p, \mathbf{u}_f)$ n'est pas définie ; dans l'expression de la dépendance de \mathbf{F} vis-à-vis des variables de l'écoulement, nous avons fait l'hypothèse qu'elle dépend de la vitesse instantanée de la particule et du champ (eulérien) de vitesse instantanée du fluide (donné par les équations de Navier-Stokes). On voit immédiatement le couplage qui existe entre les deux jeux d'équations puisque pour résoudre les équations de Navier-Stokes, il faut connaître les conditions aux limites, donc la position de la particule, et que pour connaître

la position de cette dernière à un instant donné, il faut connaître le champ de vitesse du fluide.

Pour y voir plus clair dans ce couplage, nous allons maintenant transformer ces équations afin de faire apparaître les nombres sans dimension importants. Introduisons a une longueur caractéristique de la particule et U une échelle de vitesse du fluide. L'échelle de temps pour le fluide s'en déduit : a/U . Pour définir un temps caractéristique du fluide, plusieurs stratégies sont possibles. Pour simplifier le choix, on va déjà écarter les systèmes dominés par la gravité pour lesquels $m_p \mathbf{g} \gg \mathbf{F}(\mathbf{u}_p, \mathbf{u}_f)$. On va définir le temps caractéristique de la particule comme un temps de relaxation, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que la vitesse varie de façon appréciable sous l'action du fluide quand on modifie subitement l'équilibre de la particule. Si l'on désigne par F l'ordre de magnitude de la force d'interaction, un examen des termes prédominants dans (2.3) montre qu'il faut définir le temps de relaxation de la particule comme étant : $t_p = m_p U / F$. Exprimons maintenant les équations précédentes sous une forme sans dimension (les variables sans dimension portent un tilde) :

$$Re_p \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}_f}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\mathbf{u}}_f \cdot \nabla \tilde{\mathbf{u}}_f \right) = - \frac{P \rho_f a}{\mu U} \nabla \tilde{p} + \Delta \tilde{\mathbf{u}}_f \quad (2.4)$$

où P est l'échelle de pression généralisée, qu'on prendra ici égale à $P = \mu U / (\rho_f a)$ et $Re_p = \rho_f U a / \mu$ est le nombre de Reynolds particulaire. Pour la particule solide, on aboutit à :

$$St \frac{d\tilde{\mathbf{u}}_p}{d\tilde{t}} = \frac{m_p}{F} \mathbf{g} + \tilde{\mathbf{F}}(\tilde{\mathbf{u}}_p, \tilde{\mathbf{u}}_f) \quad (2.5)$$

avec $St = t_p / t_f$ le nombre de Stokes. Interprétons maintenant les équations et les régimes d'écoulement qui en découlent à l'aide des nombres sans dimension introduits.

Examinons tout d'abord le cas $St \gg 1$. Le temps caractéristique du fluide étant petit devant le temps de relaxation de la particule, le fluide a le temps de s'adapter aux variations du mouvement de la particule et inversement la particule ne subit pas les actions rapides¹ du fluide principalement parce que le terme de couplage \mathbf{F} est trop faible (la particule voit en revanche les variations lentes dans le mouvement du fluide). En pratique cela signifie que le mouvement de la particule et l'écoulement fluide sont à traiter séparément et qu'il faut tenir éventuellement compte d'un terme de couplage. Si maintenant on ne considère plus une seule particule mais une collection de particules, cela signifie qu'une fois qu'on a moyenné les équations du mouvement de chacune des deux phases, on se retrouve avec deux équations reliées par un terme de couplage. Physiquement cela veut donc dire qu'à l'échelle macroscopique, les écoulements gardent un caractère franchement biphasique. Nous verrons par la suite que le transport solide dans les cours d'eau et les avalanches en aérosol entrent dans la catégorie des *écoulements biphasiques*.

Dans le cas inverse $St \rightarrow 0$, son temps de relaxation étant très petit devant l'échelle de variation du fluide, la particule a le temps de s'ajuster à toute variation du fluide. On déduit de l'équation 2.5 que $m_p \mathbf{g} / F = -\tilde{\mathbf{F}}(\tilde{\mathbf{u}}_p, \tilde{\mathbf{u}}_f)$, c'est-à-dire qu'il doit exister une fonction h telle que $\mathbf{u}_p = h(\mathbf{u}_f)$. La particule est donc esclave de la phase fluide. En pratique cela implique que le mouvement de la particule se déduit immédiatement de la connaissance du mouvement du fluide. Si on extrapole cela au cas des suspensions de particules, le régime $St \rightarrow 0$ peut être décrit à l'aide d'une seule équation moyennée représentant le

1. Une manière plus rigoureuse de montrer cela est de prendre la transformée de Fourier des équations 2.4-2.5 ; voir ([41], pp. 127-129) ou ([42], pp. 147-163).

comportement des deux phases. Dans ce cas, le comportement macroscopique du mélange est identique à celui d'un fluide monophasique (malgré le caractère biphasique à l'échelle locale). Par la suite, les suspensions concentrées de particules polydisperses seront traitées dans le cadre des *écoulements monophasiques*.

De cette discussion, on retiendra aussi que si, par essence, toute suspension est biphasique à l'échelle microstructurale, elle peut se comporter à l'échelle macroscopique, selon les cas, comme un fluide homogène ou bien garder un caractère biphasique. On notera également que, pour un grand nombre de cas, lorsque $St \rightarrow 0$ on également $Re_p \rightarrow 0$. A la limite $Re_p \rightarrow 0$, les équations de Navier-Stokes donnent les équations de Stokes : $\nabla p = \mu \Delta \mathbf{u}_f$ et $\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0$. Ces équations offrent des propriétés intéressantes puisqu'elles sont linéaires et des solutions singulières analytiques peuvent être déterminées (les solutions singulières peuvent être alors ajoutées jusqu'à satisfaire les conditions aux limites du problème étudié). Elles ont donc été abondamment étudiées dans le contexte de la rhéologie des suspensions diluées [42–45].

2.2.2 D'une sphère isolée à une collection de sphère en suspension : passage à la moyenne

Le passage à la moyenne peut être conduit de manière rigoureuse lorsque $Re_p \rightarrow 0$ et $St \rightarrow 0$ et la concentration volumique ϕ (définie comme le rapport du volume de solide sur le volume total) est petite ($\phi \ll 1$). Nous commençons par indiquer comment ce passage est classiquement réalisé pour les suspensions diluées à petit nombre de Reynolds avant d'indiquer les limites d'un tel traitement.

Un des moyens les plus efficaces de construire un opérateur de moyenne est de considérer que l'on est (fictivement) capable de réaliser un très grand nombre d'essais (on les appellera des réalisations) avec les mêmes conditions macroscopiques (mêmes conditions aux limites, même nombre de particules, etc.); seule change donc la position des N particules dans l'espace de la suspension. On définit la moyenne d'ensemble comme la moyenne de toutes les réalisations possibles; l'ensemble \mathcal{C}_N de toutes les réalisations possibles constitue l'espace des phases du système, c'est-à-dire l'ensemble des paramètres nécessaires à spécifier l'état du système. Dans le cas présent, l'état du système est entièrement déterminé si on connaît la position de toutes les particules. On introduit la probabilité P d'observer N particules dans une configuration donnée \mathcal{C}_N . La moyenne d'ensemble d'une quantité f s'écrit donc :

$$\langle f \rangle (\mathbf{x}, t) = \int_{\mathcal{C}_N} d\mathcal{C}_N P(\mathcal{C}_N) f(\mathbf{x}, t | \mathcal{C}_N) \quad (2.6)$$

L'étape suivante est de prendre la moyenne d'ensemble des équations du mouvement (2.1–2.3) [46]. Ces équations moyennes font apparaître des termes traduisant ce qui se passe à l'interface solide-fluide. Ces termes sont construits comme des moyennes (dites conditionnelles) de l'état de contrainte à la surface de la particule lorsque la position des autres particules est connue; on débouche sur une suite hiérarchique d'équations que l'on ferme en postulant que la concentration solide est faible (c'est-à-dire qu'il n'y a que des paires de particules en interaction hydrodynamique). Une approche tout aussi rigoureuse peut être menée dans le cas inverse où le nombre de Stokes est très grand et le nombre de Reynolds particulaire est

- soit petit: $Re_p \ll 1$ et $St \gg 1$, ce qui implique que la phase fluide peut répondre ins-

tantanément au mouvement des particules. C'est typiquement le cas d'une suspension de particules dans un gaz. On peut alors développer une théorie cinétique avec des concepts assez voisins du traitement hydrodynamique [47, 48] ;

- soit très grand: $Re_p \gg 1$ et $St \gg 1$, ce qui implique que la phase fluide peut être traitée comme un fluide parfait (non visqueux). Certaines émulsions (écoulement de bulles d'air dans de l'eau par exemple) peuvent être dans ce cas de figure. Là encore, le comportement macroscopique peut être décrit à l'aide d'une théorie cinétique [49].

Toutefois, hormis ces quelques cas limites, le passage à la moyenne soulève des difficultés théoriques de différent ordre:

- dès que l'inertie du fluide n'est plus négligeable, on tombe sur deux difficultés majeures. Premièrement, la moyenne de l'équation 2.1 donne un terme de la forme $\nabla \cdot \langle \mathbf{u}\mathbf{u} \rangle$, qui ne peut pas être exprimé simplement en fonction, de \mathbf{u} , puisque la décomposition de Reynolds nous amène à une expression de la forme $\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \cdot \langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle$, qui fait apparaître un terme cinétique (tenseur de Reynolds). De plus, un second terme apparaît quand on moyenne l'équation 2.1: $\langle \partial \mathbf{u} / \partial t \rangle$, ce qui implique que l'histoire de la configuration est à prendre en compte et conduit à inclure dans l'espace des phases l'accélération des particules. Enfin il faut noter que l'apparition de non-linéarités dans l'équation de Stokes ne permet plus d'appliquer le principe de superposition, qui permettait précédemment d'obtenir des solutions générales à la base des méthodes analytiques et numériques ;
- dès que la concentration solide devient suffisamment grande, les interactions entre particules commencent à jouer un rôle clé dans la dynamique des suspensions. Les équations de fermeture et les approximations précédemment utilisées ne sont plus valables car on commence à avoir des interactions à trois particules (et plus) ;
- lorsque le nombre de Stokes est intermédiaire ($St = \mathcal{O}(1)$), le couplage entre phases continue et dispersée devient complexe, ce qui se traduit à l'échelle macroscopique par l'impossibilité de traduire le comportement moyen avec l'approximation de fluide monophasique ;
- on va le voir plus, lorsque la concentration solide augmente jusqu'à approcher la concentration maximale d'entassement, un réseau de particules en contact se forme. Les contacts (ici pris dans un sens très général) sont le siège de dissipations parfois importantes qui mettent en jeu la rotation des particules. Il faut donc des équations supplémentaires pour prendre en compte ce nouveau degré de liberté du système.

Pour contourner cette difficulté, les chercheurs ont eu recours à différentes méthodes plus ou moins élaborées, comme :

- introduire de nouvelles équations de fermeture, *ad hoc* ou tirées de simulations numériques ;
- augmenter la dimension de l'espace des phases ;
- dégager certains termes complexes et les modéliser comme des processus stochastiques (exemple typique : le traitement du mouvement brownien).

Nous allons ci-après montrer le développement d'un cadre de traitement adapté à la modélisation des suspensions très concentrées.

2.3 Lois de comportement des suspensions très concentrées

Ici, nous parlons de suspensions très concentrées pour désigner des systèmes de particules dont la concentration solide est proche du seuil maximal d'entassement ϕ_m . Cela confère quelques propriétés remarquables au système, propriétés que l'on recense ici rapidement :

- il peut se former un réseau de particules en contact (le terme *contact* est ici toujours dans un sens très général) ;
- ce réseau peut transmettre des forces sur de grandes distances presque instantanément ;
- ce réseau peut générer des efforts importants au niveau des contacts ;
- les contraintes géométriques liées à ce réseau lorsqu'il doit s'écouler amènent aux phénomènes de dilatance (variation de volume au cours d'un cisaillement) et de blocage (effet de voûte au sein du réseau qui s'oppose au mouvement) ;
- comme on est proche de la concentration maximale d'entassement, on peut avoir des transitions entre un comportement fluide (grandes déformations) et un comportement solide (faibles déformations) ;
- les voûtes du réseau donnent naissance à des zones enclavées où le niveau de contrainte peut être significativement plus faible ;
- les hétérogénéités de contraintes peuvent être également associées à des variations locales de concentration solide.

A titre d'exemple, j'ai reporté à la figure 2.1 une simulation numérique réalisée par Michaël PROCKNOW et François CHEVOIR² et qui représente un écoulement granulaire à surface libre le long d'un plan incliné. Les arbres de contraintes sont visualisés et l'épaisseur du trait renseigne sur l'amplitude des forces transmises par les contacts entre particules. L'arborescence des contraintes est similaire à ce qui avait déjà mis en évidence par DANTU il y a une quarante d'années en utilisant des méthodes de photoélasticimétrie sur des empilements de cylindres soumis à des tassements. On note que sous l'effet de la gravité le niveau de contrainte augmente au fur et à mesure qu'on s'approche du fond. Près du fond, on observe également des amas de particules engagées par des branches de contraintes et avec un niveau de contrainte très faible par rapport aux particules du réseau. Il est évident, dès lorsqu'on va s'intéresser aux propriétés macroscopiques de ce milieu, qu'on ne pourra pas moyenniser brutalement un comportement local aussi riche sans perdre beaucoup de la physique.

2.3.1 Point de départ: équations du mouvement

Pour simplifier le problème, nous allons considérer que les particules sont sphériques (de rayon a), rigides, et de même taille, que la phase continue est un fluide Newtonien, et que l'écoulement est en cisaillement simple. Cette dernière hypothèse sur le champ cinématique est rendue ici nécessaire pour pouvoir utiliser la notion de suspension statistiquement homogène dans le calcul des moyennes. Le nombre de particules par unité de volume (nombre de densité) est n que l'on relie à la concentration solide volumique ϕ par $n = \phi/(4\pi a^3/3)$.

L'approche consiste dans un premier temps à obtenir une moyenne de volume des équations du mouvement, puis ensuite à utiliser une moyenne d'ensemble. L'opérateur "moyenne de volume" se construit simplement en prenant la moyenne intégrale sur un volume de contrôle \mathcal{V} supposé de taille suffisamment grande pour contenir un grand nombre

2. Laboratoire des matériaux et structures du génie civil (LMSGC) à Champ-sur-Marne.

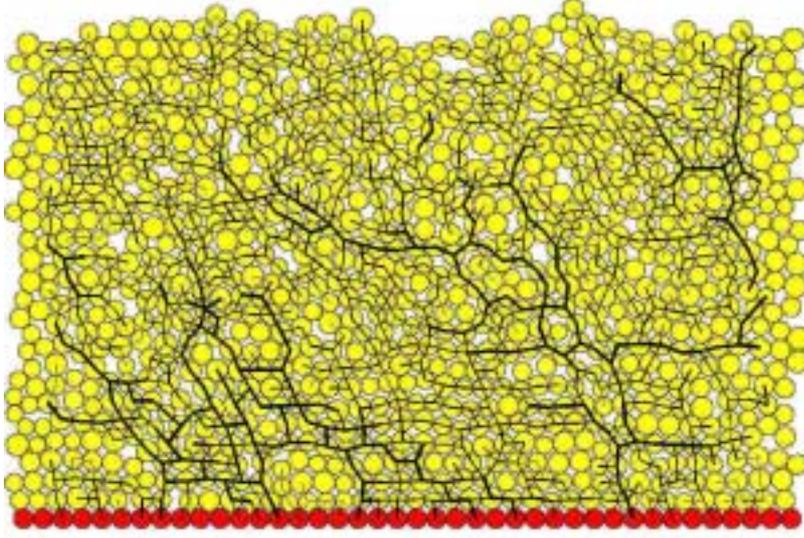


Figure 2.1 Simulations d'un réseau de force. Les traits montrent les forces normales transmises par le réseau de grains. L'écoulement est constitué d'un mélange de cylindres de taille variée. La pente d'écoulement est de 18° ; le coefficient de frottement est égal à 0,4 tandis que les coefficients de restitution sont supposés nuls. La simulation a été réalisée par M. PROCHNOW et F. CHEVOIR à l'aide du code de calcul Dynamique des Contacts [50].

de particules mais suffisamment petit par rapport à l'échelle de longueur macroscopique du problème étudié. En cisaillement simple, l'idée est de choisir une forme très allongée le long de la direction du cisaillement et de hauteur faible de telle sorte que la suspension y soit statistiquement homogène (c'est-à-dire que la concentration volumique moyenne y est uniforme). La figure 2.2 montre schématiquement le volume de contrôle. La moyenne de volume d'une quantité f s'écrit alors :

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} f(\mathbf{x}, t) d\mathcal{V} \quad (2.7)$$

Ici l'un des principaux avantages de cet opérateur est qu'on peut le permuter avec l'opérateur de dérivation temporelle ou spatiale. La principale subtilité ici est qu'on intègre des champs sur un volume de contrôle fixe \mathcal{V} comprenant les deux phases. On définit alors une fonction d'appartenance à la phase solide [51]: $H(\mathbf{x}) = 1$ si \mathbf{x} est à l'intérieur d'une particule et $H(\mathbf{x}) = 0$ si \mathbf{x} prend place dans la phase continue. On appelle \mathcal{V}_p le sous-volume de \mathcal{V} comprenant les particules et \mathcal{A}_p la surface enveloppant \mathcal{V}_p .

On multiplie l'équation (2.1) par $1 - H$, puis on intègre sur le volume \mathcal{V} . En se servant de la conservation de la masse ($\partial H / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla H = 0$), de la relation $\nabla H = \mathbf{k}$ sur \mathcal{A}_p avec \mathbf{k} la normale extérieure à \mathcal{A}_p (et $\nabla H = 0$ sinon), et de la décomposition de Reynolds $\mathbf{u}_f = \bar{\mathbf{u}}_f + \mathbf{u}'_f$, on peut en fin de compte écrire :

$$\rho_f \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_f}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_f \bar{\mathbf{u}}_f \right) = -\nabla \bar{p} + \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{A}_p} (\sigma_f - p\mathbf{1}) \cdot \mathbf{k} d\mathcal{A} + \nabla \cdot \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}_f} (\sigma_f - \rho_f \mathbf{u}'_f \mathbf{u}'_f) d\mathcal{V} \quad (2.8)$$

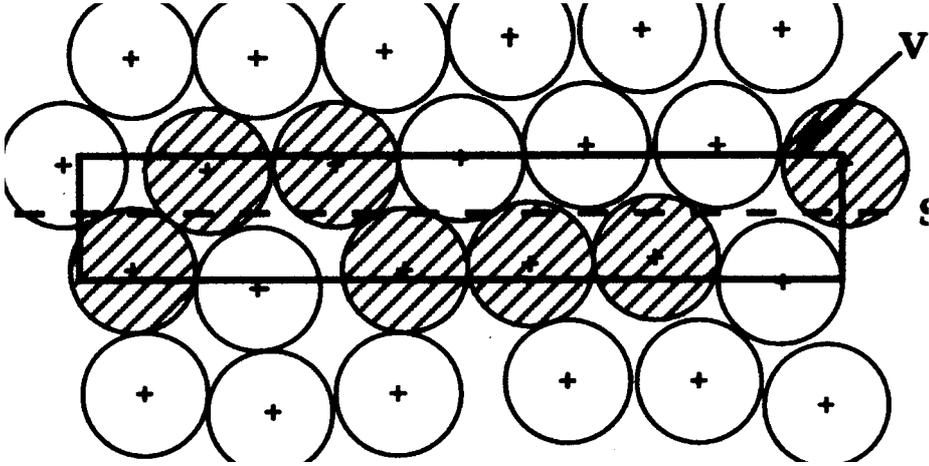


Figure 2.2 *Volume de contrôle*

Dans cette équation, il faut comprendre la vitesse moyenne de la phase continue comme étant

$$\bar{u}_f(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} (1 - H(\mathbf{x}, t)) u_f(\mathbf{x}, t) d\mathcal{V} = \frac{1 - \phi}{\mathcal{V}_f} \int_{\mathcal{V}_f} u_f(\mathbf{x}, t) d\mathcal{V}$$

où l'on s'est servi de la définition de la concentration solide $\int_{\mathcal{V}} (1 - H) d\mathcal{V} = 1 - \phi$. Ici, on a donc défini la vitesse moyenne de la phase continue au niveau du volume de contrôle ; cette vitesse moyenne vaut $1 - \phi$ la vitesse fluide réelle (c'est-à-dire celle moyennée sur le volume occupé par le fluide).

Pour le solide, il faut nous ramener tout d'abord à une forme eulérienne du mouvement. L'hypothèse de sphère rigide entraîne que le champ cinématique au sein d'une particule est de la forme : $\mathbf{u}_p(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}_p(\mathbf{y}, t) + \omega_p \times (\mathbf{x} - \mathbf{y})$ avec \mathbf{y} la position du centre de gravité et ω la vitesse de rotation de la particule. Comme le gradient d'un champ rotationnel est nul, l'équation locale pour une particule solide s'écrit alors : $\rho_p \partial \mathbf{u}_p / \partial t = \rho_p \mathbf{g} + \nabla \cdot \sigma_p$, avec ici une première difficulté : la particule étant rigide, le champ de contrainte est indéfini. En fait cela ne constituera pour la suite qu'un problème mineur dans la mesure où si l'on intègre cette équation sur son volume, la relation de Green-Ostrogradski permet de relier ce champ aux forces agissant à la surface du solide. On procède comme précédemment en multipliant l'équation précédente par H puis en intégrant sur \mathcal{V} . On notera qu'en fait \mathcal{V} n'englobe pas nécessairement des volumes entiers de particule, comme cela est schématisé sur la figure 2.2. Pour contourner cela, l'idée est de substituer à ce volume un volume matériel \mathcal{V}' comprenant toutes les particules dont le centre de gravité est inclus dans \mathcal{V} (en excluant celles dont le centre de gravité se trouve en dehors de \mathcal{V}), ce qui est licite ici compte tenu de la forme du volume \mathcal{V} et de l'hypothèse de suspension homogène [39]. De nouvelles manipulations amènent à :

$$\rho_p \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_p}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_p \bar{\mathbf{u}}_p \right) = \phi \rho_p \mathbf{g} + \nabla \cdot (\bar{\sigma}_p - \rho_p \overline{\mathbf{u}'_p \mathbf{u}'_p}) - \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{A}_p} \sigma_p \cdot \mathbf{k} d\mathcal{A} \quad (2.9)$$

Puisqu'à la surface des particules on a : $\sigma_p \cdot \mathbf{k} = (\sigma_f - p\mathbf{1}) \cdot \mathbf{k}$, le dernier terme du membre

de droite, représentant les contraintes exercées à la surface des particules, équivaut (au signe près) au terme similaire dans l'équation (2.8). Ces termes reflètent les transferts de quantité de mouvement qui existent entre les deux phases, transferts qui se réalisent donc simplement à travers leur interface commune.

Il est possible de définir une vitesse locale sous la forme : $\mathbf{u}(\mathbf{x},t) = H\mathbf{u}_p(\mathbf{x},t) + (1 - H)\mathbf{u}_f(\mathbf{x},t)$. La vitesse moyenne volumique s'écrit donc : $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x},t) = \bar{\mathbf{u}}_p(\mathbf{x},t) + \bar{\mathbf{u}}_f(\mathbf{x},t)$. On peut également définir une vitesse moyenne massique : $\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}_m = \rho_p\bar{\mathbf{u}}_p + \rho_f\bar{\mathbf{u}}_f$, avec $\bar{\rho} = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$. Les deux vitesses ne coïncident que lorsque les masses volumiques des deux phases sont égales. Une approximation utile peut être faite quand la masse volumique de l'une des phases est très faible devant l'autre et la vitesse moyenne des deux phases est du même ordre de grandeur. Si l'on reprend l'analyse dimensionnelle précédente, un tel cas se rencontre par exemple pour une suspension de particules solides dans un gaz avec $St \gg 1$ et $\rho_p \gg \rho_f$; il en est de même pour des émulsions ($\rho_p \ll \rho_f$ et $St \gg 1$ ou $St \rightarrow 0$). Notons enfin que l'équation de conservation de la masse est vérifiée $\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_m = 0$ (ϕ étant supposée constante).

En additionnant terme à terme les deux équations (2.8) et (2.9), on obtient l'équation moyennée de conservation de la quantité de mouvement :

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_m}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_m \bar{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \bar{p}^* + \nabla \cdot \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} (\sigma - (\rho\mathbf{u})' \mathbf{u}') d\mathcal{V} \quad (2.10)$$

avec $\bar{p}^* = \bar{\Phi} + \bar{p}_f$ (avec maintenant $\nabla \bar{\Phi} = -\bar{\rho}\mathbf{g}$). Cette équation n'est réellement intéressante que dans la mesure où l'on peut l'arranger sous une forme classique d'équation de bilan d'un milieu continu, c'est-à-dire si, ici, on a $\bar{\mathbf{u}}_m \approx \bar{\mathbf{u}}$ afin que les termes du membre de gauche puissent être identifiés à une dérivée matérielle. Si une telle condition est vérifiée, alors on peut immédiatement identifier l'expression du membre de droite sous l'opérateur divergence comme étant typique d'un tenseur de contraintes. Nous appellerons le tenseur macroscopique des extra-contraintes :

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} (\sigma - \rho\mathbf{u}'\mathbf{u}') d\mathcal{V} \quad (2.11)$$

qui est la forme proposée par BATCHELOR pour la contrainte macroscopique [43]. Par des manipulations algébriques similaires à ce qui a été utilisé plus haut, on montre que ce tenseur se décompose en une contribution fluide [39, 43] :

$$\bar{\sigma}^{(f)} = 2\mu\bar{\mathbf{d}} - \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}_f} \rho_f \mathbf{u}'\mathbf{u}' d\mathcal{V} \quad (2.12)$$

et une contribution particulière plus complexe [39] :

$$\bar{\sigma}^{(p)} = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{A}_p} \sigma \cdot \mathbf{x} \mathbf{k} d\mathcal{A} - \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}_p} \rho_p \mathbf{u}'\mathbf{u}' d\mathcal{V} + \mathbf{G}(\omega_p) \quad (2.13)$$

où $\mathbf{G}(\omega_p)$ représente une fonction antisymétrique assez complexe de ω_p que l'on ne détaillera pas ici, notamment parce que dans la plupart des cas d'intérêt pratique, \mathbf{G} s'annule (cf. [39, 43]). Le terme le plus intéressant est le premier terme de droite, que l'on peut représenter

sous la forme équivalente: $na \langle \mathbf{fk} \rangle$, qu'on a obtenu en écrivant qu'à la surface d'une particule, l'équilibre des contraintes amène à: $\mathbf{f} = \sigma_p \cdot \mathbf{k}d\mathcal{A} = (\sigma_f - \mathbf{1}) \cdot \mathbf{k}d\mathcal{A} + \mathbf{f}_c$, où \mathbf{f} représente l'ensemble des forces de surface agissant sur une particule et \mathbf{f}_c l'action de contact exercée par une particule en contact. (On a fait de plus l'hypothèse que le système est ergodique et donc on peut remplacer des moyennes de volume par des moyennes d'ensemble). On reconnaît dans ce résultat un résultat bien connu des mécaniciens des sols [53–57] et qui permet de définir la contrainte macroscopique en fonction de la distribution de forces de contact entre particules \mathbf{f} . On retiendra de cette discussion les deux possibilités suivantes :

- si on peut utiliser l'approximation de fluide homogène à l'échelle macroscopique alors l'équation moyenne du mouvement est l'équation (2.10). Les vitesses moyennes massique et volumique coïncident. Le tenseur des extra-contraintes macroscopiques est donné par l'équation (2.11). On montre qu'il peut se décomposer en une contribution fluide et une contribution particulaire ;
- dans le cas contraire, il faut considérer le mélange comme biphasique à l'échelle macroscopique. On doit donc tenir compte de chaque phase (équations 2.8 et 2.9). Les deux équations du mouvement sont reliées entre elles par un terme de couplage, qui traduit l'équilibre des contraintes à l'interface.

2.3.2 Equation de bilan pour l'énergie

Dans le cadre de l'approximation d'une suspension monophasique à l'échelle macroscopique, on peut réaliser un calcul similaire pour l'énergie totale du système par unité de volume $E = \varepsilon + u^2/2$, où ε désigne l'énergie interne et $u^2/2$ est l'énergie cinétique (toujours par unité de volume). On montre alors [39]:

$$\frac{d\rho\bar{\varepsilon}}{dt} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{\rho \mathbf{u}'^2} = \bar{\sigma} : \bar{\mathbf{d}} + \nabla \cdot \mathbf{q} + \int_{\mathcal{A}_p} \mathbf{k} \cdot]\sigma \cdot \mathbf{u}[d\mathcal{A} \quad (2.14)$$

Le premier terme du membre de gauche représente la variation de l'énergie interne et le second la variation d'énergie cinétique fluctuante (liée à une "température granulaire" $T = \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}/3$ représentant l'agitation des particules). Dans le membre de droite, le premier terme représente le travail fourni par le cisaillement simple (en cisaillement simple on a: $\bar{\sigma} : \bar{\mathbf{d}} = \tau \dot{\gamma}$ avec τ la contrainte de cisaillement et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement), le second terme $\mathbf{q} = -\bar{\sigma} \cdot \overline{\mathbf{u}'}$ est un flux d'énergie lié aux fluctuations de vitesses, tandis que le troisième est lié aux dissipations d'énergie lors des contacts entre particules (ce terme provient du fait que la vitesse de glissement au niveau du contact n'est pas nécessairement nulle, ce qui dissipe de l'énergie).

Une autre interprétation peut en être tirée après avoir intégré l'équation (2.14) sur un volume de contrôle \mathcal{V} de frontière \mathcal{A} . En réarrangeant les termes, on tire [38]:

$$\int_{\mathcal{V}} \bar{\sigma} : \bar{\mathbf{d}}d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{A}} \left(\frac{1}{2} \rho T \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{k} \right) d\mathcal{A} + \int_{\mathcal{V}} (\dot{\varepsilon} - \langle \mathbf{k} \cdot]\sigma \cdot \mathbf{u}[\rangle) d\mathcal{V} \quad (2.15)$$

Le premier terme représente la production d'énergie sous l'effet du cisaillement. Il existe deux modes de dissipation de cette énergie. Une partie est dissipée sous l'effet de mécanismes de diffusion, qui ne font en fait que distribuer l'énergie. Dans le cas présent, il y a, d'une

part, l’advection d’énergie fluctuante (bilan³ entre l’énergie fluctuante reçue et celle fournie au volume de contrôle) et, d’autre part, le flux d’énergie fluctuante \mathbf{q} qui peut dissiper de l’énergie aux frontières du domaine⁴. Le second mode de dissipation de l’énergie est lié aux processus de dissipation interne soit par augmentation de l’énergie interne (production de chaleur sous l’effet du frottement visqueux ou des déformations inélastiques au sein des particules, et donc augmentation de la température thermodynamique du système), soit par dissipation au niveau des contacts entre particules (lorsque le contact est glissant).

Dans le cas d’un fluide newtonien, le terme de dissipation particulaire n’existe pas, l’agitation particulaire est très faible, et il en ressort que le principal mode de dissipation de l’énergie est l’augmentation de l’énergie interne. Pour des suspensions concentrées, on introduit d’une part la possibilité de dissiper de l’énergie aux frontières (solides) si l’agitation particulaire est suffisante et d’autre part la possibilité de dissiper de l’énergie au niveau des contacts glissants entre particules. Du point de vue de la dissipation d’énergie, suspensions concentrées et fluides homogènes se comportent donc différemment. Une propriété remarquable en découle : dans le cas des fluides newtoniens, il y a équivalence entre équations de l’énergie et de la quantité de mouvement; il est également possible de construire le tenseur des contraintes de la façon suivante⁵ : $\sigma_{ij} = \partial \rho \dot{E} / \partial \bar{d}_{ij}$. Dans le cas des suspensions très concentrées, une telle opération si on incluait dans l’énergie interne les autres termes de dissipation, termes dont on ne connaît pas d’expression générique. En pratique, pour des suspensions concentrées, l’équation de l’énergie n’est pas équivalente à celle de la quantité de mouvement et peut donc être utilisée comme équation supplémentaire pour la fermeture du problème.

2.3.3 Diagramme des régimes et calcul des contributions

Jusqu’à présent, nous avons utilisé l’opérateur “moyenne de volume” pour établir le lien entre micro- et macro-structure. Toutefois, nous ne pouvons guère espérer aller plus loin dans cette direction. Comme cela a été suggéré plus haut, nous allons admettre que le système est ergodique et qu’il est donc licite de passer de moyennes de volume à des moyennes d’ensemble⁶. Si l’on souhaite progresser dans la détermination d’une loi de comportement, la principale idée est d’examiner les contributions des différentes phases et de ne retenir que les termes prédominants. Cela se fait classiquement à l’aide de nombres sans dimension. Pour caractériser une interaction, il faut spécifier un temps caractéristique associé et un ordre de grandeur de la contrainte générée. Pour qu’une interaction soit prédominante, il faut à la fois qu’elle ait le temps de se produire et que sa magnitude soit bien supérieure

3. A noter que ce bilan est nul pour un écoulement permanent bien établi comme celui de la figure 2.1, soit parce que la vitesse est nulle sur une frontière du domaine, soit parce qu’il y a équilibre entre ce qui est reçu par le volume et ce qu’il fournit.

4. C’est le cas si le volume de contrôle inclut une frontière solide.

5. Beaucoup d’ouvrages de mécanique des milieux continus introduisent le tenseur des contraintes comme le gradient de l’énergie, voir par exemple [58]. Dans cette vision, on suppose que l’on connaît le champ de déformation et qu’on déduit par cette dérivation le champ de contrainte. Dans le cas des suspensions concentrées, on est à peu près dans la situation inverse : il est bien plus facile de définir un champ de contrainte qu’un champ de déformation.

6. A ce stade, on pourrait se demander pourquoi ne pas avoir d’emblée travaillé avec des moyennes d’ensemble. Une telle construction a été réalisée, notamment par Zhang et ses collègues [59, 60] ; de la comparaison avec leur travail il ressort assez peu de différences, surtout au niveau d’approximation où l’on va travailler.

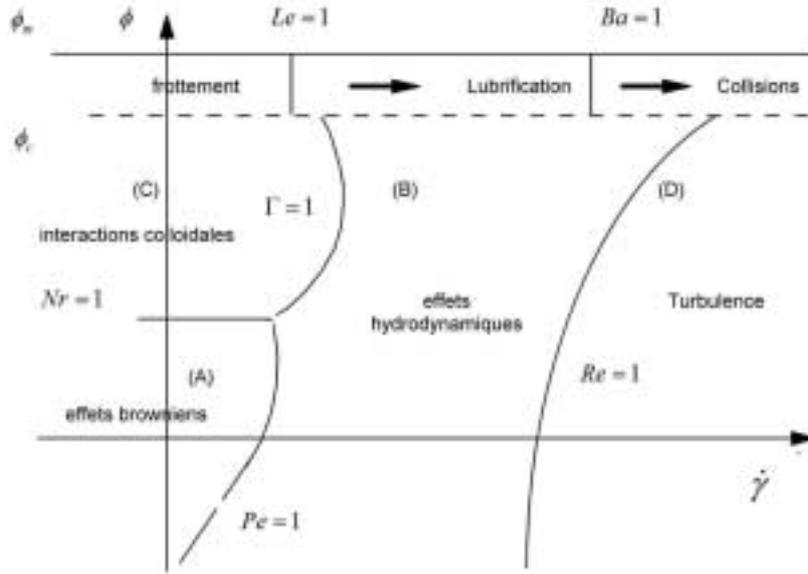


Figure 2.3 Diagramme simplifié des régimes d'écoulement. D'après [36, 37]. Les transitions entre régimes sont définies à l'aide de nombre sans dimension : le nombre de Péclet $Pe = 6\pi\mu a^3\dot{\gamma}/(kT)$ (T la température thermodynamique, k la constante de Boltzmann) pour la transition entre régimes brownien (agitation thermique des particules) et hydrodynamique ; le nombre de répulsion $Nr = \Psi/(kT)$ (avec Ψ le potentiel des interactions de van der Waals) pour la transition entre régimes colloïdal et brownien ; $\Gamma = 6\pi\mu a^3\dot{\gamma}/\Psi$ un nombre traduisant le rapport des forces hydrodynamiques sur les interactions colloïdales ; le nombre de Reynolds particulaire ou de l'écoulement pour la transition vers la turbulence ; le nombre de Leighton $Le = \mu\dot{\gamma}a/(\epsilon\sigma_n)$ (avec ϵa la distance moyenne de séparation entre les surfaces de deux particules voisines) pour la transition entre régimes hydrodynamique et frictionnel ; le nombre de Bagnold $Ba = \rho_p\dot{\gamma}\epsilon a/\mu$ pour la transition entre régimes hydrodynamique et collisionnel. Par ailleurs ϕ_m désigne la concentration solide maximale d'entassement ($\phi_m \approx 0,635$ pour des particules sphériques de même taille) et ϕ_c la concentration minimale d'apparition d'un réseau de particules en contact (ϕ_c de l'ordre de 0,5 pour des particules sphériques de même taille).

à celle des autres. En pratique, la plupart des nombres sans dimension que l'on forme peuvent s'interpréter à la fois en termes de temps caractéristique et de force. C'est le cas par exemple du nombre de Stokes, qui est à la fois un rapport de temps de relaxation particule/ fluide et un rapport de force inertie des particules/frottement visqueux. Cela évite d'introduire une pléthore de nombres sans dimension. Pour les suspensions concentrées, d'autres nombres sans dimension que le nombre de Stokes peuvent être utilisés avec profit. Considérons l'exemple de la figure 2.1, illustrant un écoulement granulaire sec. Des réseaux de particules en contact se forment au cours du cisaillement. A chaque instant, des branches se créent, d'autres sont détruites. Prenons une particule appartenant à un réseau de force, donc supposée être soumise essentiellement à du frottement. A une profondeur h , l'ordre de grandeur de la contrainte normale σ_n est $\rho_p g h$. Le temps caractéristique du frottement t_p peut être estimé à partir de l'équation du mouvement de cette particule : $m\dot{v} \approx -\lambda\sigma_n a^2$, où λ désigne le coefficient de frottement interparticulaire. On déduit que le temps caractéristique

(défini comme le temps nécessaire à ce que la particule parcourt une distance a) vaut à peu près $t_p \propto \sqrt{\rho_p a^2 / \sigma_n}$. Ce temps peut être comparé à la durée de vie du réseau de particules t_n . En cisaillement simple, au bout d'un temps $t_n \approx \dot{\gamma}^{-1}$, deux particules initialement en contact se trouvent séparées. On peut donc définir un nombre que nous appellerons de Coulomb sous la forme suivante :

$$Co = \left(\frac{t_p}{t_n} \right)^2 = \frac{\rho_p a^2 \dot{\gamma}^2}{\sigma_n}$$

rapport que l'on peut également interpréter comme le rapport d'une contrainte collisionnelle ou inertielle sur une contrainte normale. Les conséquences en termes dynamiques sont à établir:

- si $Co \ll 1$, cela veut dire que (i) la particule a le temps de s'adapter aux variations des contraintes macroscopiques durant un cycle de vie du réseau auquel elle a pris part, (ii) les effets inertiels sont négligeables devant les effets frictionnels, (iii) ce réseau de contact a matériellement le temps de transmettre des efforts des couches supérieures aux couches basales, (iv) une particule du réseau ressent des effets à très longue portée (il y a donc des effets non-locaux). On s'attend donc à ce que les contacts frictionnels jouent un rôle prédominant dans la dynamique d'ensemble et que le comportement macroscopique reflète ce comportement. On montrera plus loin qu'il en est ainsi. On appelle *régime frictionnel* un tel régime d'écoulement.
- A l'opposé, lorsque $Co \gg 1$, cela implique que (i) la durée de vie des réseaux est trop faible pour que la transmission d'efforts ait lieu, (ii) les effets inertiels l'emportent sur les effets frictionnels, (iii) le mouvement de la particule est principalement influencée par le mouvement local des particules voisines (comportement similaire à un gaz dense). On appelle *régime collisionnel* un tel régime d'écoulement.

A l'aide d'un certain nombre de groupes sans dimensions, il est possible d'arriver à un établir un diagramme simplifié du comportement d'une suspension [36, 37, 39]. La figure 2.3 fournit une schématisation d'un tel diagramme dans le cas du cisaillement simple ; on a pris comme paramètres-clés sur le plan macroscopique la concentration solide ϕ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Pour les concentrations solides faibles à modérées, les régimes d'écoulement et leurs transitions vers d'autres régimes sont assez bien connus [61]. En revanche, au fur et à mesure que la concentration solide augmente, la détermination de la loi de comportement est plus difficile. Si l'on se place dans le cadre théorique présenté ici, on peut citer :

- pour le régime dominé par les interactions colloïdales (régime C sur le diagramme) les travaux de Kapur, Scales, Zhou, et de leurs collègues [62–64] ;
- pour le régime dominé par les contacts lubrifiés entre particules, on peut citer Van der Brule et Jongshaap [65] ;
- pour le régime collisionnel, une abondante littérature peut être trouvée sur l'application d'une théorie cinétique des écoulements granulaires secs (notamment les travaux de Jenkins et Savage pour les suspensions concentrées) [66–69]. Le cas où le fluide interstitiel est de l'eau a plus rarement été traité [70] ;
- pour le régime frictionnel les travaux de Cambou [54–56].

En revanche, les transitions entre régimes sont mal cernées et encore moins bien connues sur le plan rhéologique. Je donnerai par la suite un exemple de traitement concernant le régime frictionnel-collisionnel.

2.4 Bilan et perspectives

Mon intérêt pour le développement d'un cadre théorique intégrateur remonte à assez loin. Etudiant en DEA, j'étais assez affolé quand commençant tout juste à aborder les écoulements granulaires, j'avais découvert une multitude de modèles et d'approches théoriques. Dans la présentation que j'en ai faite ci-dessus, le présent cadre me paraît bien approprié à la détermination des lois de comportement pour les suspensions concentrées. La présentation n'est pas encore complète puisqu'ici je me suis restreint aux suspensions homogènes composées de particules de même taille. Dès que l'on travaille avec des étendues granulométriques peu resserrées, il faut prendre en compte des effets de déplacement de particules (migration, ségrégation, etc.) et évaluer leurs conséquences sur la loi de comportement. Un grand nombre de travaux ont été faits par ailleurs sur le sujet (parmi les plus récents et significatifs on peut citer [71, 73–79, 109]). De même, je n'ai pas évoqué les problèmes liés à l'arrangement des particules. Le changement dans l'arrangement des particules est avancé comme une des causes premières dans les variations brutales de comportement observées dans les suspensions concentrées quand on augmente le taux de cisaillement (rhéoépaississement observé dans les suspensions colloïdales ou non [80, 81]).

Mon avis personnel est que les effets liés à la transition ordre/ désordre ne sont pas très importants pour les matériaux examinés en géophysique car les particules sont de forme très irrégulière et les gammes de taux de cisaillement plus réduites que pour les applications industrielles. En revanche, les effets relatifs au déplacement de particules (sédimentation, migration) jouent un rôle vraisemblablement très important pour les matériaux naturels. Parmi les applications les plus intéressantes, je pense qu'il faut citer les transitions d'un régime frictionnel à hydrodynamique (appelées également *resuspension visqueuse*) qui peuvent être à l'origine de la mobilité surprenante de matériaux granulaires fins (typiquement des lahars, c'est-à-dire des mélanges concentrés de particules fines volcaniques et d'eau). Je donne au chapitre 4 un exemple mettant en évidence une telle transition. La description théorique de ce type de comportement passe nécessairement par la prise en compte des effets de migration sous cisaillement.

Chapitre 3

Rhéologie des écoulements granulaires secs sur plan incliné

3.1 Introduction

Les écoulements granulaires ont souvent été donnés comme un paradigme d'un certain nombre d'écoulements naturels, parmi lesquels, bien sûr, les écoulements rocheux, mais aussi les laves torrentielles granulaires, les avalanches, etc. Un grand nombre de travaux théoriques, numériques, et expérimentaux ont été réalisés pour étudier une géométrie particulière d'écoulement granulaire : les écoulements le long de plan ou canal incliné. Le bilan de tout ce travail est que les scientifiques sont encore loin d'avoir une vision complète, cohérente, et partagée sur ce point. Je présente dans ce chapitre ma vision du problème.

Mon intérêt pour le sujet remonte assez loin en arrière puisque c'était déjà le sujet de mon stage de DEA ; j'y ai consacré une partie de ma thèse. Ma vision du sujet a considérablement évolué en 10 ans. J'avais abordé le sujet en mécanicien des fluides puisque telle était ma formation. L'utilisation du cadre classique de la rhéométrie donna de piètres résultats [82]. Que faire alors pour résoudre le problème ? Cela devait être la réponse apportée par ma thèse. J'échafaudais théorie sur théorie pour interpréter mes résultats, me lançais dans de nouvelles expériences avec un canal plus performant (en termes de débit massique injecté), repartais dans de nouvelles expérimentations sur d'autres géométries. La thèse étant un exercice à temps limité, il me fallait bien coucher le fruit de toutes ces cogitations sur papier. Le caractère *ad hoc* de nombreuses hypothèses me laissait l'impression d'une construction bien mal fondée. Les relecteurs des articles que j'ai soumis ne s'y sont d'ailleurs guère trompés et ont, fort heureusement avec le recul, rejeté les propositions d'embryon théorique. J'ai eu la chance de pouvoir trouver un financement (PNRN 98–99) sur ce sujet et, le temps aidant, la maturation des idées a permis d'arriver à des résultats plus aboutis et cohérents. Sur le plan théorique, j'ai préféré faire table rase et supprimé les éléments *ad hoc*. D'autres séries d'expériences ont été réalisées. J'ai été aidé par Stéphanie VILLARET, étudiante en maîtrise de physique, et de Mathias ECHEVIN durant l'été 1999. Pour les essais sur canal, je remercie Jacques TERRIÈRES du LCPC, Pascal MOUCHERONT, et François CHEVOIR du LMSGC pour leur aide dans l'emploi de la gamma-densimétrie pour la mesure des profils de densité. Pour la partie relative au traitement d'images, j'ai bénéficié de l'aide du laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation de l'université de Saint-Etienne et de la mise à disposition de leur logiciel WIMA. L'ensemble du travail a fait l'objet de deux articles

publiés dans *Physical Review E* [38, 40].

J'aborde dans un premier temps une description théorique des écoulements granulaires sur plan incliné. Les principales originalités sont : une formulation entièrement analytique de la loi de comportement du régime frictionnel, une détermination également entièrement analytique des propriétés des écoulements pleinement collisionnels, une proposition de loi de comportement microstructurelle adaptée au régime mixte frictionnel-collisionnel.

3.2 Prédictions théoriques

On s'intéresse à décrire un écoulement de grains le long d'un plan infini incliné d'un angle θ par rapport à l'horizontale tel que schématisé sur la figure 3.1. Par intégration des équations de la quantité de mouvement, on montre que la distribution de contraintes tangentielle τ et normale σ vérifie [38, 82]:

$$\tau(y) = \Sigma_{xy} = g \sin \theta \int_y^h \rho dy \quad (3.1)$$

$$\sigma_n(y) = \Sigma_{yy} = -g \cos \theta \int_y^h \rho dy \quad (3.2)$$

On cherche à déterminer le champ de vitesse $u(y)$ et le débit $Q = \int_0^h u(y) dy$. Il faut pour cela spécifier dans la loi de comportement la dépendance vis-à-vis du taux de cisaillement, ici $\dot{\gamma} = (du(y)/dy)_\theta$, puis intégrer les équations de quantité de mouvement. Aux équations de conservation de la quantité de mouvement, on adjoint également l'équation de l'énergie (2.14) pour déterminer certaines variables d'écoulement ; l'équation de l'énergie s'écrit ici :

$$\tau \dot{\gamma} = dq/dy - \dot{\varepsilon} - \langle \mathbf{k} \cdot \cdot \rangle \sigma \cdot \mathbf{u} \quad (3.3)$$

Dans le cas présent deux types d'interaction entre grains sont possibles : le frottement et la collision. On suppose la taille des grains suffisamment grande pour que des effets d'interactions ou de lubrification par l'air soient négligeables. On s'attend donc à avoir deux régimes d'écoulement : le régime frictionnel et le régime collisionnel, avec entre eux, un régime transitionnel.

3.2.1 Le régime frictionnel

Il semble évident que la loi de Coulomb, reliant contrainte de cisaillement et contrainte normale par l'intermédiaire d'un angle de frottement φ ($\tau = \sigma_n \tan \varphi$), reflète directement le frottement (de Coulomb) grain à grain. A ma connaissance, il n'y a pourtant pas de démonstration claire de ce résultat. La plupart des mécaniciens des sols ayant examiné du point de vue micromécanique ce problème sont en effet partis sur d'autres considérations (recherche du lien entre tenseurs macroscopiques des tenseurs déformations et contraintes à partir des déplacements et forces à l'échelle du grain [55, 56]). En fait, moyennant quelques approximations on peut montrer la loi de Coulomb en appliquant les principes de détermination décrits au chapitre précédent. Pour simplifier, on se placera dans le cas d'une géométrie bidimensionnelle homogène (empilement de cylindres de taille voisine¹).

1. de taille voisine pour que l'empilement n'ait pas un ordre cristallin tout en considérant que la variation de taille est suffisamment faible pour que, dans les calculs, on puisse attribuer le même diamètre moyen aux particules.

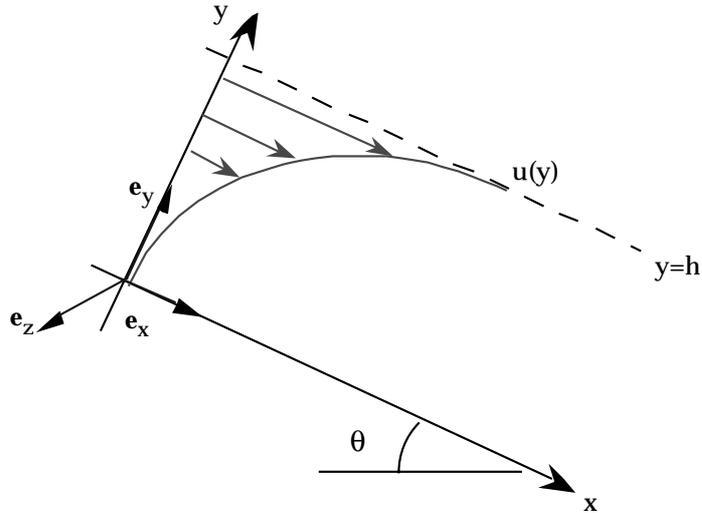


Figure 3.1 Schéma de principe d'un écoulement.

Un grain est soumis à des forces de contact de la part des grains voisins. La force de contact est décrite en première approximation par la loi de Coulomb selon laquelle la force tangentielle de contact F_t est liée à la force normale F_n de la façon suivante : $F_t = \kappa F_n$ où κ représente le coefficient de frottement mobilisé. On a $|\kappa| = \lambda$ si le contact est glissant et $|\kappa| \leq \lambda$ si le contact est non glissant (vitesse de glissement nulle au point de contact). Pour décrire le système, de quoi ai-je besoin ? Tout d'abord, il me faut décrire l'empilement du point de vue géométrique. Si je prends une particule test, j'ai donc besoin de connaître la probabilité $P(\mathbf{k})$ de trouver une particule voisine dans une direction \mathbf{k} ; je pose $\int_{\mathbb{R}^2} P(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = n_c$ où n_c est le nombre moyen de contacts. *A priori*, je n'ai pas besoin (au moins en première approximation) de connaître la vitesse relative des particules². En revanche j'ai besoin de connaître la distribution $P(\mathbf{k}, F_n)$ de forces normales F_n au niveau de la particule test. En effet, si je reprend l'exemple de la figure 2.1, il est manifeste qu'une particule peut subir un large spectre de forces allant de quasiment 0 à tout le poids de la colonne placée au-dessus d'elle. L'espace des phases du système est donc décrit par (\mathbf{k}, F_n) . Le tenseur des contraintes macroscopiques s'écrit donc :

$$\Sigma = an \langle \mathbf{Fk} \rangle = an \int \int F_n P(\mathbf{k}, F_n) (\mathbf{k} + \kappa \mathbf{j}) \mathbf{k} d\mathbf{k} dF_n$$

où \mathbf{j} est un vecteur normé perpendiculaire à la normale au point de contact \mathbf{k} . Nous faisons maintenant les hypothèses suivantes : (i) F_n et \mathbf{k} sont des variables aléatoires indépendantes ($P(\mathbf{k}, F_n) = P(\mathbf{k})P(F_n)$), (ii) κ est une variable aléatoire à distribution uniforme sur $[-\lambda, \lambda]$, (iii) la distribution de contact est isotrope $P(\mathbf{k}) = n_c/(2\pi)$. Des arguments théoriques montrent que la distribution de forces doit avoir une queue exponentielle pour les grandes valeurs de F_n [83, 84]. Les simulations numériques de cisaillement ou de compression sur des empilements de cylindres montrent que les hypothèses (i) et (iii) sont grossières alors que l'hypothèse (ii) est plus correcte [85, 86]. La distribution de force normale est trouvée

². la vitesse n'intervenant qu'indirectement au niveau de loi de contact à travers la valeur coefficient de frottement mobilisé, on va voir que l'on peut s'en passer

de la forme : $P(F_n) \propto \xi^\alpha e^{-\beta\xi}$ avec $\xi = F_n/\langle F_n \rangle$, α un coefficient proche de 0, et β un autre coefficient compris entre 1 et 2 [85, 86]; expérimentalement Gherbi et Gourvès ont trouvé la densité de probabilité plus proche d'une distribution de Weibull (donc avec un comportement différent de ce qui est prédit numériquement pour les faibles valeurs de F_n) [87]. Quelques calculs amènent alors à :

$$\tau = A(\alpha, \beta)\sigma \quad (3.4)$$

où A est une fonction de α et β uniquement. On retrouve une forme similaire à l'équation phénoménologique de Coulomb en posant $\tan \varphi = A$. Ce résultat est remarquable par le fait que l'on ne trouve pas de dépendance de l'angle frottement interne vis-à-vis de l'angle de frottement mobilisé λ , ce qui est conforme à un certain nombre de résultats numériques et expérimentaux pour $\lambda > 15^\circ$ [87]. Le frottement macroscopique aurait donc pour origine des effets purements géométriques de distribution de forces.

Prises telles quelles, les équation de quantité de mouvement ne disent rien sur le taux de cisaillement puisqu'ici les contraintes sont trouvées indépendantes de $\dot{\gamma}$. En revanche, elles donnent la condition : $B = \tan \theta$, c'est-à-dire que l'angle de frottement interne devrait s'adapter à la valeur de la pente ; s'il ne le peut pas, il n'y a qu'une seule inclinaison possible d'écoulement en régime frictionnel.

3.2.2 Le régime collisionnel

Le régime collisionnel a fait l'objet d'intenses recherches depuis 20 ans avec le modèle de théories cinétiques (analogie avec les gaz denses) [66–69]. L'étude du régime collisionnel le long d'un canal incliné a également fait l'objet de quelques articles présentant des résultats théoriques ou numériques [88–91]. Je m'étais intéressé au sujet principalement pour en trouver une solution analytique. J'ai utilisé la loi de comportement proposée par Jenkins et Savage [69] bien adaptée aux écoulements denses et qui présente l'avantage, par rapport à des formulations plus récentes, d'être relativement simple. Le tenseur des contraintes s'écrit de la façon suivante :

$$\Sigma = -(p + \mu_v \nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{1} + 2\mu \mathbf{D} \quad (3.5)$$

où p , μ_v , et μ sont respectivement la pression, la viscosité volumique, et la viscosité dynamique. Mise sous cette forme, cette équation est très similaire à un fluide newtonien dans le cas le plus général (en écoulement non isochore, non isotherme). La dépendance des coefficients constitutifs vis-à-vis de la température est remplacée par une dépendance par rapport à l'agitation des particules, représentée ici par une quantité scalaire nommée par analogie température granulaire $T = \langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}' \rangle$. Cependant, contrairement aux molécules d'un gaz dont on peut supposer les chocs élastiques, il faut ici tenir compte d'une dissipation d'énergie par inélasticité. On introduit donc un coefficient, appelé coefficient de restitution e , qui traduit la perte relative de quantité de mouvement au cours d'un choc. Je n'entrerai pas ici dans les détails sur la manière dont la loi de comportement est finalement calculée ; notons cependant que le cadre conceptuel de la théorie cinétique s'intègre parfaitement dans le cadre général présenté au chapitre 2. L'analogie avec un gaz est à garder en tête car elle permet de comprendre de manière intuitive, sans donc entrer dans le dédale des équations, la physique décrite par ces équations. Considérons un fluide en écoulement sur une plaque que l'on chauffe. Le gradient de température induit un transport de chaleur de bas en haut ; par sa dépendance vis-à-vis de la viscosité, donc de la température, la vitesse

locale du fluide s'ajuste aux variations de température. Le champ de vitesse (en cisaillement simple) doit donc être compatible non seulement aux équations de conservation de la quantité de mouvement (3.1–3.2) mais également à l'équation de l'énergie. Si elle ne l'est pas, une instabilité se produit (formation de rouleaux convectifs). Le même schéma se reproduit (en théorie) pour un écoulement granulaire, avec une différence cependant: “chauffer” c'est augmenter l'agitation des particules. Concrètement cela peut se faire au moyen d'une rugosité placée au fond, mais en tant que tel on n'apporte aucune énergie au système. Pour les écoulements granulaires, il est crucial de bien préciser les conditions aux limites surtout si, comme dans le cas présent, on s'intéresse à des écoulements peu épais, car ces conditions influent considérablement la solution (se reporter aux travaux d'Anderson et Jackson [89] et Jenkins [88] qui traitent à peu près le même problème qu'ici mais avec des conditions aux limites différentes). Comme ici l'écoulement est supposé dense, je fais l'hypothèse que le flux de température est peu efficace au fond. J'ai donc pris comme condition aux limites pour l'énergie: $\tau_0 \dot{\gamma}_0 = \dot{\epsilon}_{y=0}$. Pour la vitesse, je suppose que la condition usuelle de non-glissement à la paroi tient toujours: $u(0) = 0$.

Dans la théorie de Jenkins et Savage [69], les paramètres constitutifs d'un écoulement isochore ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$) sont: $p = \rho_p f_1(\phi, e)T$, $\mu = \rho_p df_2(\phi, e)\sqrt{T}$. De même dans l'équation de l'énergie (3.3), il faut spécifier l'expression du flux et de l'énergie interne $q = -\rho_p df_3(\phi, e)\sqrt{T}\nabla T + \rho_p df_4(\phi, e)T^{3/2}\nabla\phi$, $\dot{\epsilon} = \rho_p f_5(\phi, e)T^{3/2}/d$ (la dissipation due au frottement glissant d'un contact est ici négligée). Les fonctions f_i sont de la forme: $f_i(\phi, e) = \alpha_i f(\phi, e)$, avec $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 2(2 + \alpha_0)/(5\sqrt{\pi})$, $\alpha_3 = 1/\sqrt{\pi}$, $\alpha_4 = 0$, et $\alpha_5 = 6(1 - e)/\sqrt{\pi}$, où $\alpha_0 = 1/\sqrt{\pi}$ et $f(\phi, e) = 2(1 + e)\phi^2 g_0(\phi)$; g_0 est la fonction de distribution radiale proposée par Carnahan et Starling: $g_0(\phi) = (1 - \phi/2)/(1 - \phi)^3$.

Pour rendre les calculs analytiques, j'ai eu besoin de faire une hypothèse supplémentaire: dans l'expression du champs des contraintes (3.1–3.2), je remplace le terme intégral par une valeur moyenne, c'est-à-dire: $\tau(y) \approx g \sin \theta \bar{\rho}(h - y)$. Ce faisant, en injectant la loi de comportement de Jenkins et Savage dans les équations (3.1–3.3) et après quelques manipulations, on montre que la température est de la forme: $T(y) \propto I_0^2 \left(\sqrt{|F|}(h - y)/a \right)$, où I_0 est la fonction modifiée de Bessel du premier ordre de degré 0, si $F = (\alpha_1 \tan^2 \theta / \alpha_2 - \alpha_5) / (2\alpha_3) < 0$; dans le cas $F > 0$, il faut remplacer I_0 par J_0 . Trois intégrations successives amènent au débit volumique [40]. La forme des solutions trouvées est intéressante car elle montre que:

- un écoulement n'est possible que si la hauteur est inférieure à une valeur critique;
- la forme du profil de vitesse dépend de la pente: le profil moyen est proche d'un profil linéaire (il est convexe si $F < 0$ et concave si $F > 0$);
- la forme du profil de concentration est foncièrement dépendant de la pente.

Un fait remarquable dans le résultat final est que le débit varie comme une fonction croissante de la hauteur, puis décroît soudainement pour devenir nul pour une hauteur critique h_c . Je craignais au début que cela soit une conséquence d'une approximation hasardeuse dans les calculs. Toutefois, d'autres auteurs [89] avec une loi de comportement et des conditions aux limites différentes ont abouti à un résultat similaire. Vraisemblablement l'origine physique de ce comportement est liée à la reprise des efforts normaux. En effet, la contrainte normale n'est reprise que par la pression: $\sigma_n = \rho p f T$, elle-même liée à la température. Pour supporter un poids croissant au-dessus d'elles, les particules du fond devraient s'agiter de plus en plus. On conçoit aisément les limites d'un tel mécanisme d'auto-suspension. L'idée

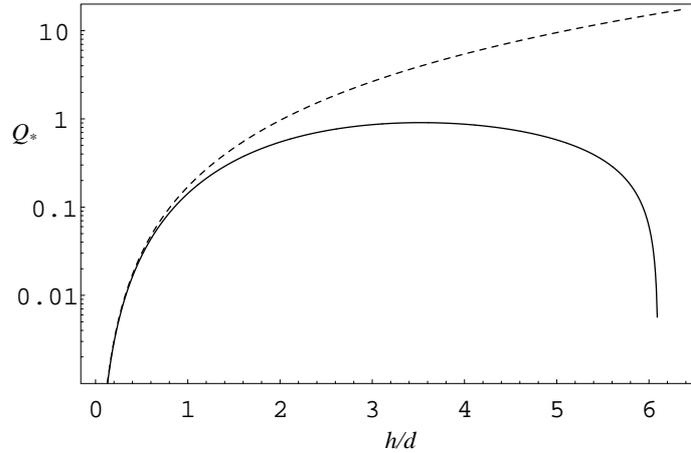


Figure 3.2 Variation du débit volumique en fonction de la hauteur d'écoulement. Le débit est reporté sous une forme sans dimension : $Q_* = Q/(d\sqrt{gd})$ avec $d = 2a$ le diamètre des particules. La courbe continue représente le régime collisionnel [40] tandis que la courbe en tiret représente la solution "frictionnelle-collisionnelle" trouvée par Savage [92]. Pour les calculs j'ai utilisé un jeu de paramètres calés sur des expériences [40]: $\theta = 30^\circ$, $e = 0.63$, et $\varphi = 26.5^\circ$. La hauteur critique est ici $h_c = 6,09d$.

émise il y a 20 ans par Savage [92] est que les frottements entre grains commencent à jouer un rôle croissant quand la hauteur augmente. La contrainte normale peut alors être reprise par le frottement. Savage introduit un terme supplémentaire (tiré de la loi de Coulomb). J'ai reporté son résultat sur la figure 3.2; on note immédiatement que les deux solutions coïncident quand $h \rightarrow 0$ puis se séparent. La solution de Savage se détache ensuite de la solution collisionnelle et se comporte asymptotiquement comme $Q \propto h^{5/2}$.

3.2.3 Le régime frictionnel-collisionnel

L'explication de l'origine d'un régime frictionnel-collisionnel par Savage paraît intuitivement correcte. Toutefois, quand on réfléchit un peu plus à la physique du problème, on peut se demander comment des particules peuvent à la fois être suffisamment agitées pour subir des contacts collisionnels et suffisamment rapprochées pour que des contacts frictionnels durables s'établissent et permettent ainsi une distribution des contraintes au sein de l'écoulement.

J'ai repris à mon compte une interprétation du radoucissement rhéologique donnée par des mécaniciens des sols [57], qui consiste à considérer qu'il y a deux populations de grains: une population dite compétente (je traduis le qualificatif anglais *competing* mot à mot mais il y a sans doute un équivalent français mieux adapté) supportant le poids des couches supérieures et une population lâche (au sens de liens lâches entre particules). La figure 3.1 est une représentation de la distribution de contraintes au sein d'un écoulement granulaire simplement cisailé. La distinction en deux populations peut être opérée visuellement en disant que les particules appartenant à un réseau percolant constituent la fraction compétente tandis que les particules dans les amas enclavés forment la fraction lâche. Mécaniquement

ces deux populations ont un rôle très différent :

- pour la fraction compétente, les particules participent à la transmission des efforts dus à la gravité principalement. Le frottement grain à grain sert à reprendre les efforts normaux (poids des couches). Comme dans une construction, il s’agit donc des voûtes de l’édifice. En revanche, ces grains ne dissipent que peu d’énergie, car les grains supportant un poids important ont du mal à glisser les uns par rapport aux autres et la plupart des contacts sont vraisemblablement non glissants ;
- pour la fraction lâche, c’est à peu près l’inverse. Les liens entre particules sont brefs et on peut les décrire comme collisionnels (échanges rapides de quantité de mouvement). Ces particules sont en mesure de dissiper une grande quantité d’énergie par frottement (contact glissant) ou inélasticité.

Les simulations numériques, comme celles de PROCKNOW et CHEVOIR [50] et les expériences en laboratoire, comme celles de CAPPART [93], confirment de telles différences dans le comportement local des particules. Dans notre cadre théorique de traitement, une manière de construire la loi de comportement est de considérer l’écoulement comme biphasique³ : une phase solide constituée par la fraction compétente et une phase fluide constituée par les amas de la fraction lâche. Il me faut donc introduire une variable représentant l’importance relative de chacune des phases. Une variable purement géométrique est le nombre relatif de particules ζ appartenant à la fraction compétente.

Si maintenant j’applique la même procédure qu’au chapitre 2 (moyenne de volume, puis d’ensemble), je peux montrer que le tenseur des contraintes macroscopiques est la somme de deux contributions, une relative à la fraction compétente (contribution frictionnelle Σ_f) et l’autre à la fraction lâche (contribution collisionnelle Σ_c). J’écris donc : $\Sigma(\zeta) = \Sigma_f(\zeta) + \Sigma_c(\zeta)$. Cela est une première justification de l’hypothèse faite par Savage [92]. Le frottement est indépendant du nombre de particules participant activement à la distribution des forces mais en revanche la contribution collisionnelle dépend de ζ . Il faut donc une équation supplémentaire spécifiant les variations. J’ai opté pour l’équation cinétique la simple : $d\zeta/dt = F(\zeta)/t_p - G(\zeta)/t_n$, où t_p et t_n sont deux temps caractéristiques vus précédemment au chap. 2, relatifs respectivement à la durée du vie d’un arbre de contraintes et au temps de relaxation des particules ; F et G sont deux fonctions inconnues. Cette équation cinétique traduit tout simplement le bilan entre branches créées et détruites dans les arbres de contrainte au cours du cisaillement. En régime permanent, on tire $\zeta = H(t_p/t_n) = H(Co)$ où H est une fonction inconnue (on sait juste que $H \rightarrow 0$ quand $Co \rightarrow \infty$). Reste ensuite le problème de la détermination de la contribution collisionnelle. En première approximation, on peut admettre une forme à la Bagnold, où on écrit par exemple que : $\tau_c = K(\zeta)\rho_p a^2 \dot{\gamma}^2$. Le terme $K(\zeta)$ peut se calculer à l’aide de l’équation de l’énergie. A partir d’un bilan des ordres de grandeur et des mécanismes en jeu dans la dissipation au sein de la fraction lâche, on arrive à la conclusion que l’énergie dissipée est constante par unité de volume. Autrement dit : $\tau\dot{\gamma} = \Pi(\theta)$, où Π est une fonction de la pente uniquement. Le profil de vitesse est trouvé être logarithmique, excepté à la surface libre (où une couche limite collisionnelle prend place) : $u(y) \propto \ln(1 - y/h)$. Le débit est trouvé être une fonction linéaire de la hauteur d’écoulement : $Q \propto h$.

3. C’est d’ailleurs en substance l’approximation des autres modèles microstructuraux proposés comme celui de Mills [94].

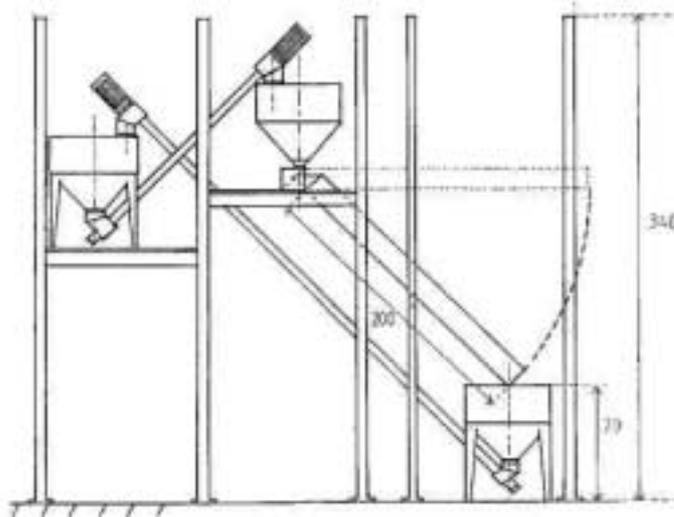


Figure 3.3 Schéma de principe du dispositif expérimental. D'après [40].

3.3 Validation expérimentale

Les expériences ont été réalisées avec des billes de verre dans un canal de 2 m de long, de 25 ou 48 mm de largeur. Deux difficultés majeures dans l'étude des écoulements granulaires sont la grande sensibilité des résultats à des variations dans les conditions aux limites et la réalisation de mesures au sein de l'écoulement. Concernant le premier point, j'ai essayé de réaliser une étude assez systématique en faisant varier la pente du canal, la largeur, le diamètre des billes, le débit, la rugosité. Concernant le second, j'ai songé à beaucoup de choses pour faire de la mesure non perturbatrice au sein des écoulements. Après avoir exploré la solution des billes magnétiques pour obtenir des profils de vitesse, je me suis rabattu sur une solution peu satisfaisante : la mesure du profil de vitesse à la paroi. La mesure du profil de densité a été faite par gamma-densimétrie. La figure 3.4 montre une photographie d'un écoulement granulaire réalisé avec des billes colorées. On devine la forme du profil de vitesse : faible près du fond et maximale à la surface libre. Les reflets des billes montrent également que l'écoulement se fait par glissement relatif des couches de billes les unes sur les autres. La figure 3.5 reporte des courbes expérimentales typiques de variation de la hauteur en fonction du débit volumique injecté dans le canal pour différentes inclinaisons dans le cas de billes de verre de 0,3 mm de diamètre. Les figures 3.6 et 3.7 donnent des exemples de profil de vitesse et densité.

De tous les essais que j'ai pu réaliser, j'ai retenu qu'il y avait deux grands paramètres de contrôle du système : la pente θ et le débit Q . En simplifiant :

- quand je faisais varier le débit (pour une pente suffisante), j'observais tout d'abord un régime qui m'a semblé correspondre au régime collisionnel car le débit variait comme $Q \propto h^n$ (voir figure 3.5), avec n compris entre 2 et 3 (2,5 était une valeur moyenne représentative) et les profils de vitesse et de densité n'étaient pas trop éloignés du modèle de Savage (voir figures 3.6 et 3.7). A plus fort débit, le profil de vitesse était concave et la loi d'écoulement de la forme $Q \propto h^m$, avec m compris entre 0,97 et 1,16.

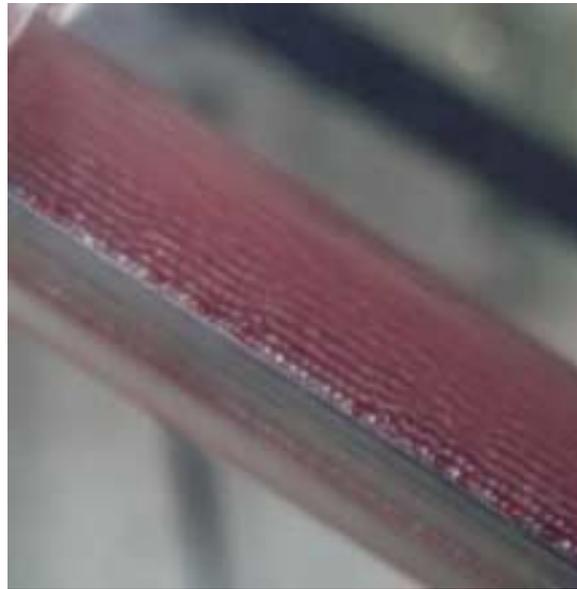


Figure 3.4 *Ecoulement de billes de verre teintées ($a = 1 \text{ mm}$).*

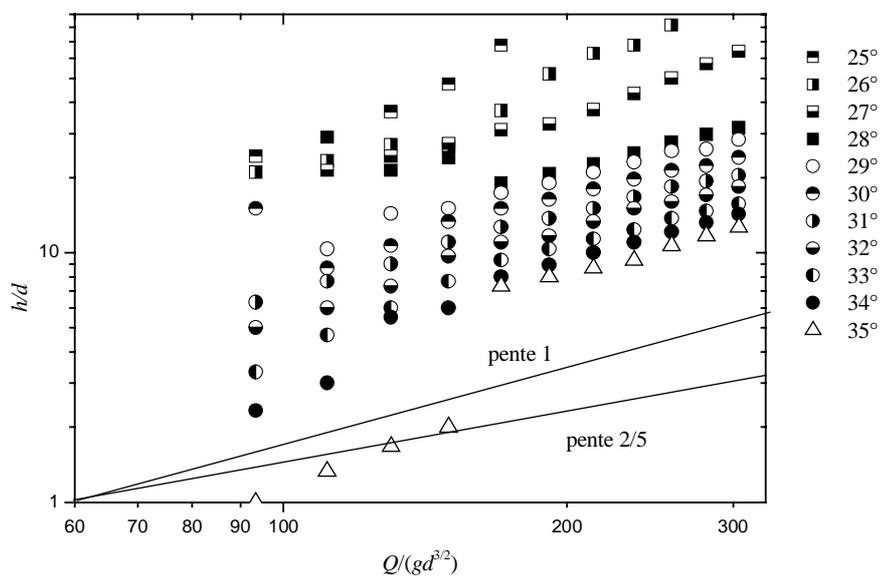


Figure 3.5 *Variation de la hauteur en fonction du débit pour des billes de verre de diamètre $2a = 0,3 \text{ mm}$. Largeur du canal: 48 mm . D'après [40].*

La transition entre les deux pouvait être décrite à l'aide d'un nombre de Froude ; en revanche, d'autres nombres sans dimension, tels que le nombre de Coulomb, n'ont pas donné de bons résultats ;

- quand je faisais varier la pente, j'observais la séquence suivante sur mon système. Pour des pentes comprises entre 24° et 27° ⁴, un écoulement permanent uniforme n'était observé que pour de faibles débits ; au-dessus d'un débit critique, se formait une couche morte tout le long du canal sur laquelle s'écoulait les billes. L'effet de cette couche morte était de ramener la pente du canal à une pente effective légèrement supérieure à 27° . Cette couche est vraisemblablement similaire à ce qu'ont observé un certain nombre d'autres expérimentateurs. Ainsi Pouliquen [95] a observé qu'une couche de grains restait sur le fond du canal une fois que l'écoulement avait été arrêté ; l'épaisseur de cette couche était une fonction inversement proportionnelle à la pente et pour des pentes supérieures à 28° devenait nulle. Au début je pensais qu'il s'agissait d'une instabilité mais les calculs de stabilité linéaire du modèle collisionnel n'ont pas confirmé cette interprétation. Maintenant je suis plutôt d'avis que le développement de la zone morte est intimement lié au passage d'un régime collisionnel aux faibles débits à un régime frictionnel-collisionnel dès que la hauteur d'écoulement est suffisante. Je vois les choses de la façon suivante : pour $\theta \leq 27^\circ$, quand on commence à alimenter le canal en particules, l'agitation des particules est telle qu'un régime collisionnel prend place. Au fur et à mesure qu'on augmente le débit, la hauteur d'écoulement augmente. Il y a un stade critique où des réseaux de particules percolant à travers l'écoulement se créent et transmettent les contraintes. Or, d'après l'étude sur le régime frictionnel, la mise en mouvement (rapide) de tels réseaux ne serait possible que pour des pentes de l'ordre de l'angle de frottement interne. Pour des pentes inférieures, les réseaux de grains bloquent l'écoulement. Comme on continue à alimenter en grains, une zone morte se forme au-dessus de laquelle prend place l'écoulement. Ce qui me gêne encore actuellement dans ce schéma, c'est que je m'attendrais à voir un nombre sans dimension tel que le nombre de Coulomb ou une hauteur relative h/a pilotait cette transition alors qu'expérimentalement je trouve que c'est le nombre de Froude qui décrit le mieux la transition.

3.4 Bilan et perspectives

J'ai présenté une description théorique des régimes d'écoulement granulaire le long d'un plan incliné infini rugueux. Un bon point est que cette description est cohérente qualitativement et quantitativement avec les expériences que j'ai réalisées (présentées en partie ici). Toutefois, parmi les expériences réalisées, toutes ne sont pas en accord avec les prédictions théoriques. Plusieurs points mériteraient des recherches supplémentaires :

- ainsi, en théorie il doit exister des régimes subcritiques⁵ et supercritiques⁶ séparés par un ressaut granulaire. Sur fond rugueux⁷, nous n'avons jamais observé de ressaut dans

4. 27° est l'angle de frottement interne des billes de verre

5. Nombre de Froude $Fr = Q/\sqrt{(gh^3)} < 1$. Dans ces cas les ondes de surface peuvent se propager vers l'amont et vers l'aval.

6. Nombre de Froude $Fr > 1$. Il n'y a qu'une seule direction possible (vers l'aval) de propagation des ondes.

7. En revanche, sur fond lisse, il a été possible de les observer.

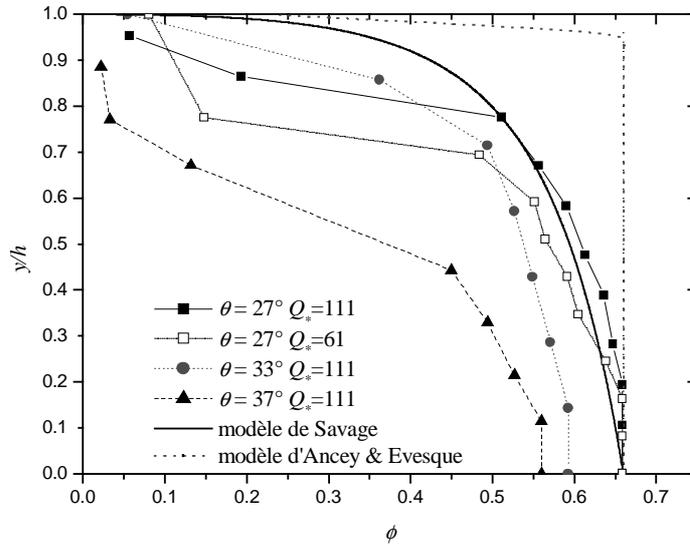


Figure 3.6 Profils de densité pour des billes de 1 mm de diamètre en écoulement sur un canal de 48 mm de large et incliné à des pentes différentes. Le débit massique est soit de 430 g/s ($Q_* = 61$) ou de 784 g/s ($Q_* = 111$). Pour $\theta = 27^\circ$, $h = 15$ ($Q_* = 61$) ou $h = 26$ mm ($Q_* = 111$), $\theta = 33^\circ$ $h = 14$ mm, pour $\theta = 37^\circ$, $h = 8,1$ mm. J'ai reporté les prédictions des deux modèles théoriques vus précédemment.

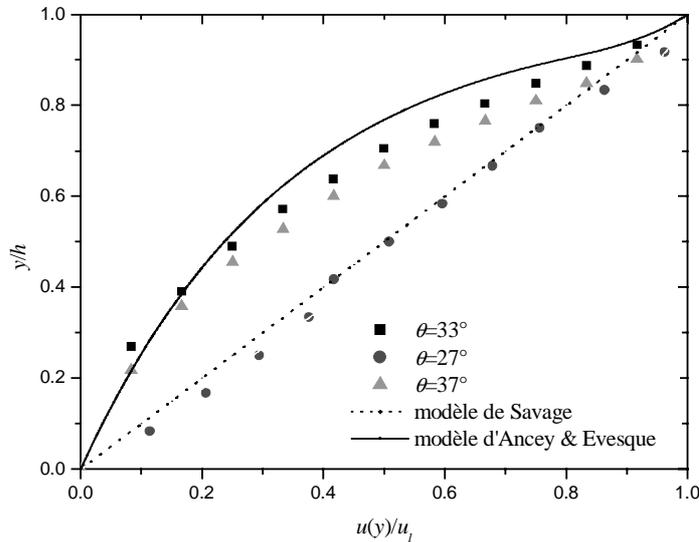


Figure 3.7 Profils de vitesse (sans dimension) pour des billes de 1 mm de diamètre en écoulement sur un canal de 48 mm de large et incliné à des pentes différentes. Pour $\theta = 27^\circ$, $h = 15$ mm ($Q_* = 61$, $u_l = 0,66$ m/s), $\theta = 33^\circ$ $h = 14$ mm ($Q_* = 111$, $u_l = 0,86$ m/s), pour $\theta = 37^\circ$ $h = 8,1$ mm ($Q_* = 111$, $u_l = 2,1$ m/s). La vitesse a été rendue sans dimension en divisant par la vitesse de la surface libre u_l . J'ai reporté les prédictions des deux modèles théoriques vus précédemment.

notre canal. Les expériences d'écoulement instationnaire réalisées par Adrian DAERR [96, 97] sur un lit mobile (l'écoulement se fait sur un lit de particules) au lieu d'une surface rugueuse ont mis en évidence l'existence de deux régimes de propagation des ondes, qui peuvent s'interpréter en termes de régime supercritique ou subcritique ;

- de même, la transition d'un régime collisionnel à frictionnel-collisionnel est mal décrite théoriquement. L'instabilité du régime collisionnel pour les pentes $\theta < \varphi$ et qui aboutit à la formation d'un lit stationnaire sur le fond du canal n'est pas bien prédite par un calcul de stabilité linéaire. Si une explication qualitative existe, la description théorique de cette instabilité n'existe pas encore à ma connaissance.

Sur le plan théorique, je maîtrise pour l'instant assez mal la manière dont on pourrait faire une description physique rigoureuse d'un système où deux interactions particulières (frottement et collision) coexistent. La description que j'en ai faite ici reste encore très sommaire. Faute d'idées plus précises sur la manière d'approcher de manière plus efficace le problème, je l'ai laissé de côté mais je ne le délaisse pas définitivement pour autant.

Chapitre 4

Etude expérimentale des effets granulométriques et de la transition hydrodynamique dans les suspensions concentrées

4.1 Introduction

Parmi les problèmes relatifs à la rhéologie des suspensions concentrées, j'ai examiné deux questions qui revêtent une importance tout particulière en géophysique :

- on observe souvent que les suspensions naturelles se comportent tantôt comme un solide tantôt comme un fluide. Le changement d'état a lieu pour des variations parfois infimes dans les conditions d'écoulement ou la composition du mélange ;
- la plupart des suspensions naturelles présentent une granulométrie étendue. En présence d'eau, les particules peuvent avoir des comportements très différents puisque les plus fines sont soumises généralement à des effets colloïdaux et/ou browniens tandis que les plus grossières interagissent entre elles par des contacts directs ou lubrifiés.

Je vais présenter ici quelques-uns des résultats expérimentaux obtenus sur des suspensions modèles. La plupart de ces expériences ont été réalisées dans le cadre d'une étude financée par le Programme national sur les risques naturels (PNRN 98–99). Une étudiante en maîtrise de physique, Hélène Jorrot, m'a apporté une aide précieuse dans les essais rhéométriques. Les résultats ont été publiés dans deux articles dans *Journal of Rheology* [98, 99] et un article dans les *Comptes rendus de l'Académie des sciences* [100].

Deux des principales difficultés dans la rhéométrie des suspensions concentrées concernent la taille des particules par rapport aux dimensions du rhéomètre et les problèmes de glissement (et de déplétion) aux parois. La principale originalité du travail expérimental a été de recourir à des techniques différentes de celles usitées en rhéométrie des fluides. Je commencerai par les décrire dans la prochaine section. Dans la section suivante, j'aborderai la transition d'un "sol granulaire" à une suspension fluide sous l'effet de la lubrification des contacts dans le cas d'une suspension concentrée de particules (non colloïdales) dans un fluide newtonien. Ensuite, je considérerai des suspensions composées à la fois de particules colloïdales et grossières. Pour tous les fluides testés, je montrerai que les expériences de

rhéométrie peuvent s'interpréter à partir de nombres sans dimension basés sur les interactions locales entre particules.

4.2 Dispositifs expérimentaux

Pour les essais rhéométriques, j'ai principalement utilisé un scissomètre monté sur un rhéomètre Haake Rotovisco MV5 (vitesse imposée). Le scissomètre est un appareil originellement utilisé par les mécaniciens des sols pour mesurer la cohésion non drainée des argiles. Il s'agit d'un axe vertical muni d'ailettes. Dans le cas présent, j'ai utilisé un scissomètre à 8 ailettes. Le scissomètre était monté sur l'axe du moteur du rhéomètre Haake puis placé dans un récipient cylindrique de rayon $R_2 = 55$ mm (quelques essais ont été conduits dans une cellule plus grande : $R_2 = 100$ mm); la profondeur h à laquelle le scissomètre était enfoncé variait de quelques millimètres à 45 mm. Le matériau étant piégé entre les pales, le cisaillement se fait autour d'un cylindre fictif de rayon $R_1 = 30$ mm au sein du mélange. La géométrie du cisaillement s'apparente donc à celle d'un cylindre coaxial (Couette), avec un avantage intéressant par rapport à ce dernier : le cisaillement se faisant au sein du matériau, les problèmes de glissement et de déplétion à la paroi sont évités (ou significativement réduits). La vitesse de rotation Ω est comprise entre 5×10^{-3} et 50 rad/s.

L'utilisation du scissomètre comme rhéomètre va croissante [101] mais, si je me base sur l'avis de quelques relecteurs d'articles, on ne peut pas dire qu'il s'agit encore d'un appareil dont l'emploi est consensuel. J'ai procédé à des tests supplémentaires sur des fluides newtoniens très visqueux (solution eau-glycérol à 98,5% de concentration). J'ai comparé les valeurs de la viscosité obtenues par le scissomètre, un rhéomètre plan-plan, et un rhéomètre de Couette. L'écart relatif était inférieur à 3 %. En revanche, pour des fluides viscoplastiques (dispersion de kaolinite dans de l'eau), l'écart était plus significatif (de l'ordre de 15 %) mais restait compatible avec l'incertitude sur les mesures rhéométriques pour ce type de matériau. En résumé, les tests réalisés par différents chercheurs ont montré l'intérêt du scissomètre en rhéométrie pour des fluides suffisamment visqueux ou pâteux.

La procédure expérimentale est relativement simple : une fois le croisillon enfoncé à une profondeur h , on le met en rotation à une vitesse donnée Ω et on mesure le couple de frottement exercé par le fluide C . Le passage de grandeurs macroscopiques (Ω, C) aux grandeurs locales ($\dot{\gamma}, \tau$) bute contre deux difficultés. La première est liée au fait qu'on utilise un grand entrefer et il faut utiliser des procédures plus ou moins complexes pour calculer le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ à partir de la courbe expérimentale (Ω, C) [102, 103]. De plus, on le verra un peu plus loin, à cause de la plasticité des matériaux, le cisaillement n'affecte pas nécessairement toute la largeur de l'entrefer, ce qui complique ici un peu le traitement rhéométrique. La seconde difficulté est relative aux effets de bords. L'élançement du scissomètre h/R_1 ne permet pas de négliger le frottement à la base inférieure du cylindre fictif. Plusieurs méthodes ont été proposées pour estimer les effets de bord. Pour ma part, j'emploie la méthode suivante : je réalise des tests à différentes profondeurs h mais à la même vitesse Ω . Je mesure le couple et j'introduis la variable réduite suivante : $M = C/(\pi\rho'ghR_1^3)$. Je trace ensuite la variation de M en fonction de l'élançement h/R_1 . J'extrapole la courbe expérimentale pour $h \rightarrow 0$ et la valeur à l'origine ainsi déduite donne une estimation des effets de bords.

Pour la détermination du seuil de contrainte, j'ai préféré employer une autre tech-

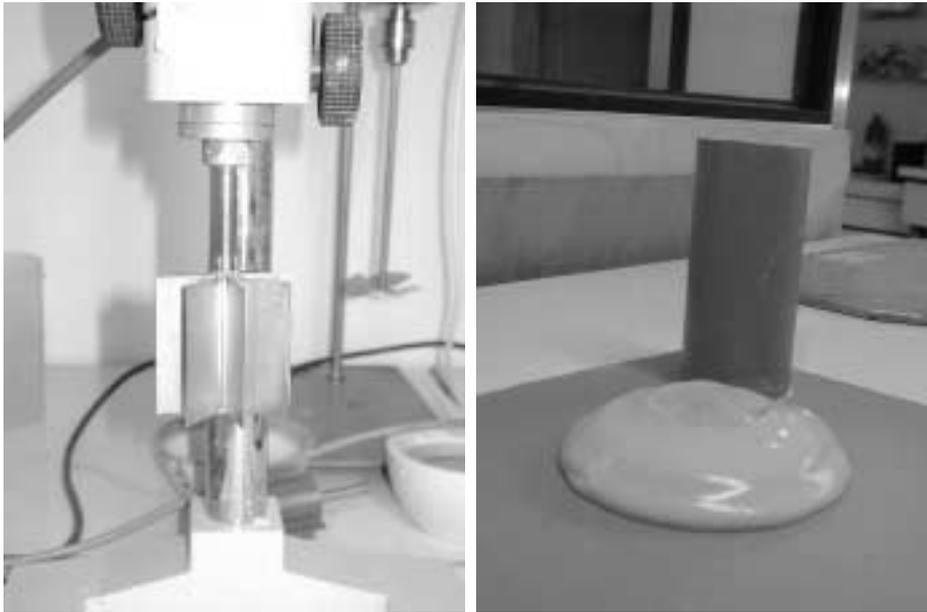


Figure 4.1 *A gauche scissomètre monté sur l'axe du moteur Haake Rotovisco MV5. A droite, exemple d'un fluide (dispersion de montmorillonite) qui s'est affaissé sur lui-même après que le cylindre a été soulevé.*

nique: la méthode de Pashias (“slump test”), qui est une adaptation de la méthode du cône d’Abrams utilisée pour estimer la fluidité des bétons sur les chantiers de construction. La méthode consiste à remplir un cylindre du fluide à tester. On pose le cylindre ainsi rempli sur une table, puis on le soulève brusquement. Il y a un affaissement du fluide sous l’effet de son propre poids. Dans son modèle approché, Pashias propose une relation entre le seuil de contrainte τ_c et l’affaissement du fluide s (hauteur du cylindre – hauteur du fluide affaissé) [104]:

$$\frac{s}{h} = 1 - 2 \frac{\tau_c}{\rho g h} \left(1 - \ln \left(2 \frac{\tau_c}{\rho g h} \right) \right)$$

où ρ est la masse volumique du matériau. Quoiqu’apparemment très simple, cette méthode nécessite quelques précautions dans le choix du cylindre (élancement par rapport aux caractéristiques mécaniques du matériau).

4.3 Transition hydrodynamique dans les suspensions concentrées

4.3.1 Point de départ

Considérons une suspension très concentrée de particules dans un fluide newtonien. Ici, le qualificatif “très concentrée” signifie que la concentration solide ϕ est proche de la concentration solide maximale d’entassement ϕ_m ($\phi_m \simeq 0,635$). La masse volumique des particules est ρ_p et elle est dans le cas général différente (plus grande) que celle du fluide ρ_f ; la masse volumique de la suspension est $\rho = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_f$. Que se passe-t-il quand on se met à cisailer cette suspension? Le dispositif de cisaillement adopté ici est une cellule

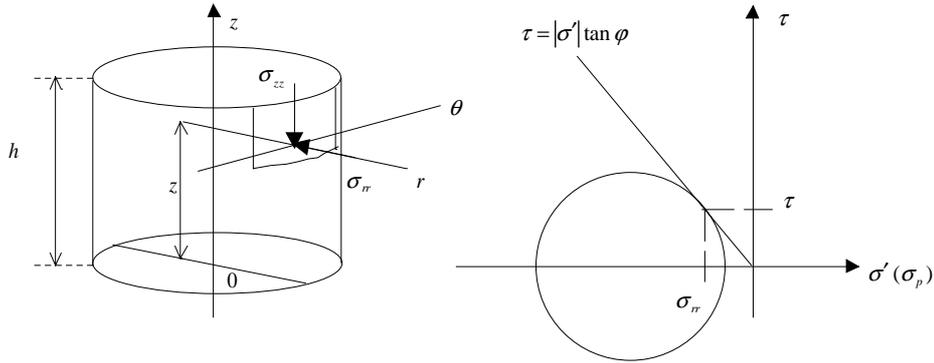


Figure 4.2 Schéma de principe de la cellule de cisaillement à gauche et à droite cercle de Mohr de l'état de contrainte à la rupture. Attention la convention de signe utilisée pour les contraintes est celle de la mécanique des fluides : les contraintes de compression sont comptées positivement.

de cisaillement de type Couette (en pratique, on utilisera le scissomètre décrit plus haut).

Le régime frictionnel

Au repos, du fait de la sédimentation, les particules sont accolées les unes aux autres et forment donc un réseau de contacts directs (frictionnels). Comme cela a été indiqué au cours des deux derniers chapitres, le comportement macroscopique attendu est celui d'un sol granulaire : on devrait donc trouver que la contrainte de cisaillement dépend linéairement de la contrainte (via un angle de frottement) et ne dépend pas de la vitesse de cisaillement. La surface de cisaillement est (dans le dispositif considéré) un cylindre de révolution autour de l'axe de la cellule. La seule contrainte que l'on sache calculer est la contrainte verticale : $\sigma_{zz} = -\rho g(h - z)$. Comme cela a été montré précédemment – c'est également le principe de Terzaghi de décomposition des contraintes –, elle peut se décomposer en une contribution fluide (la pression hydrostatique) $p = \sigma_f = \rho_f g(h - z)$ et une contrainte solide, qui ici doit s'écrire comme : $\sigma' = \sigma_p = \sigma_{zz} + p = -\rho' g(h - z)$ avec ρ' la masse volumique déjaugée ($\rho' = \phi(\rho_p - \rho_f)$). Selon l'usage et la terminologie de la mécanique des sols, on appelle également *contrainte effective* la contrainte particulaire et le symbole prime après une quantité indique que cette quantité est relative à la phase solide. Dans le cas considéré ici, la contrainte normale est une contrainte normale (principale) contenue dans le plan de glissement. La contrainte normale au plan de glissement est σ_{rr} .

La projection de l'équation de quantité de mouvement sur l'axe θ donne : $\partial_r \tau + 2\tau = 0$, soit après intégration : $\tau = A(z)/r^2$, où A est une fonction de la profondeur uniquement. La projection de l'équation de quantité de mouvement sur l'axe r donne : $\partial_r \sigma'_{rr} + (\sigma'_{rr} - \sigma'_{\theta\theta})/r - \partial_r p = -\rho r w^2$, où w désigne la vitesse angulaire. Par intégration et en négligeant le gradient de pression fluide, on obtient : $\sigma'_{rr}(r, z) = \sigma'_{rr}(R_1, z) + B(r, z)/r$, avec $B(r, z) = \int_{R_1}^r (\sigma'_{\theta\theta} - \rho \xi^2 w^2) d\xi$. Aux très faibles vitesses de cisaillement : $B \simeq \bar{\sigma}'_{\theta\theta}(r - R_1)$. Notons que ces relations sont générales (indépendamment de la forme de la loi de comportement). Pour aller plus loin, il faudrait spécifier la forme de la loi de comportement. Le critère (phénoménologique) de Coulomb indique qu'à la rupture (cf. Fig. 4.2), la contrainte de cisaillement $\tau = \sigma_{r\theta}$ est reliée linéairement à la contrainte normale effective σ'_{rr} : $\tau = |\sigma'_{rr}| \tan \varphi$, avec φ l'angle de frottement interne (constante intrinsèque du matériau). Notons

de ce qui précède que la contrainte de cisaillement décroît en $1/r^2$, c'est-à-dire plus rapidement que la contrainte effective σ'_{rr} . Nécessairement (en admettant que l'entrefer de la cellule de cisaillement soit suffisamment large) il existe un rayon critique r_c au-delà duquel on a : $\tau \leq |\sigma'_{rr}| \tan \varphi$. Cela veut également dire qu'entre R_1 et r_c , on a $\tau \geq |\sigma'_{rr}| \tan \varphi$. L'écoulement n'existe que dans une couche annulaire autour du cylindre d'entraînement. Pour calculer r_c , il faudrait connaître exactement la loi de comportement, notamment $\sigma'_{\theta\theta}$ et σ'_{rr} (ce que je ne sais pas faire).

Le régime visqueux

Lorsque la vitesse de cisaillement augmente, les effets inertiels et visqueux du fluide interstitiel se manifestent progressivement. Cet effet est connu depuis quelques années sous le nom de "resuspension visqueuse" et a été assez longuement décrit par Acrivos, Leighton, et leurs collègues [105–109]. Pour déterminer quand les effets visqueux commencent à influencer le comportement, on peut introduire un nombre sans dimension – je l'appelle personnellement le nombre de Leighton – comme le rapport de la force hydrodynamique sur la force exercée par le réseau sur une particule-test située à une profondeur h . Pour des suspensions très concentrées en particules, la force hydrodynamique prépondérante subie par les particules résulte du contact lubrifié entre deux particules voisines séparées d'une distance εa (a étant le rayon des particules) : c'est le fameux effet "coin d'huile". Cette force s'écrit au premier ordre : $3\pi\mu ac/(2\varepsilon)$, avec c la vitesse relative des deux particules et μ la viscosité (dynamique) du fluide interstitiel. Pour une particule au repos, la contrainte subie est la contrainte effective $\sigma'_{zz} = \rho'gh$ (et non uniquement le poids déjaugé) ; la force moyenne correspondante est donc $\pi a^2 \sigma'_{zz}$. Le rapport des deux forces est donc : $Le = 3\pi\mu c/(2\varepsilon a \rho'gh)$. Par la suite, on ne connaît pas exactement la vitesse relative de deux particules, on fera l'approximation : $c = \mathcal{O}(a\Omega)$. On introduit en fin de compte le nombre sans dimension : $\Gamma = \mu\Omega/(\rho'gh)$.

Une fois l'ensemble des contacts lubrifiés, le comportement macroscopique de la suspension est attendu être celui d'un fluide newtonien, dont la viscosité macroscopique est principalement fonction de la concentration solide : $\mu_{eq} = \mu_{eq}(\phi)$.

4.3.2 Vérification expérimentale

Les essais ont été conduits avec un scissomètre sur différentes suspensions de concentration voisine de 60%. Il n'a pas été possible avec le simple dispositif de mesurer s'il y avait dilatance ou migration des particules. Le fluide interstitiel était soit de l'air ($\mu = 1,8 \times 10^{-5}$ Pa.s), de l'eau ($\mu = 10^{-3}$ Pa.s), ou une solution eau-glycérol ($\mu = 0,96$ Pa.s à 20°, C, $\rho_f = 1260$ kg/m³). Les particules étaient des billes de verre de diamètre : 0,3 mm, 0,8 mm, 1 mm, 2 mm, et 3 mm. Les effets de bords ont été déterminés selon la méthode indiquée ci-dessus. Une difficulté est que ces effets n'étaient pas de nature et d'intensité constantes quand on balayait toute la gamme de vitesse de rotation. En effet, à faible vitesse de rotation, on observait une relation linéaire entre M et h/R_1 (cf. Fig. 4.3). Cela est compréhensible dans la mesure où le fluide cisailé est en régime frictionnel : $\tau \propto (h - y)$, d'où $C \propto h^2$ et $M \propto h$. A forte vitesse de rotation, M était indépendant de h/R_1 . Là encore ce résultat s'explique par le fait qu'en régime visqueux, la contrainte de cisaillement est indépendante de la contrainte normale verticale. Une fois ces effets de bord estimés, on peut déterminer

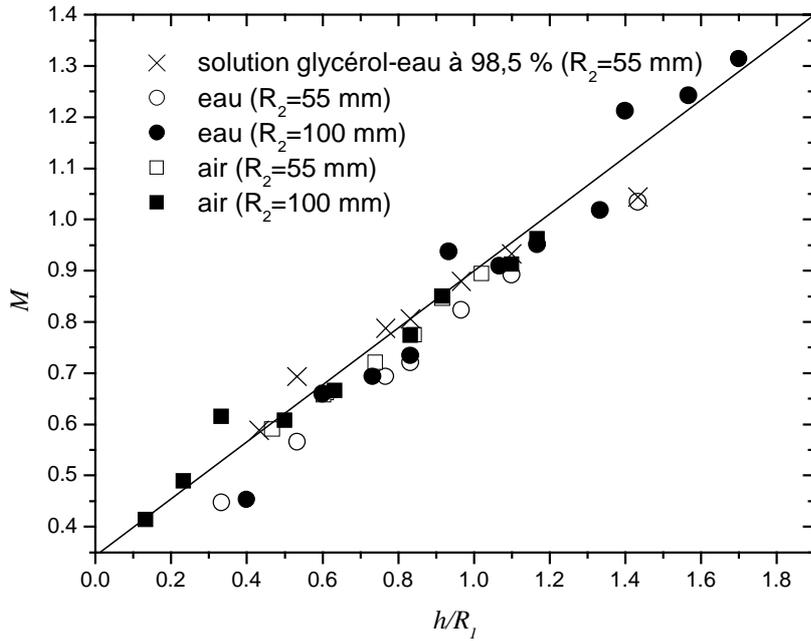


Figure 4.3 Variation du couple sans dimension M en fonction de l'élancement h/R_1 pour des suspensions de billes ($a = 0,4$ mm) à la concentration $\phi = 61$ %. Les mesures ont été faites à $\Omega = 0,2$ rad/s. D'après [98, 100].

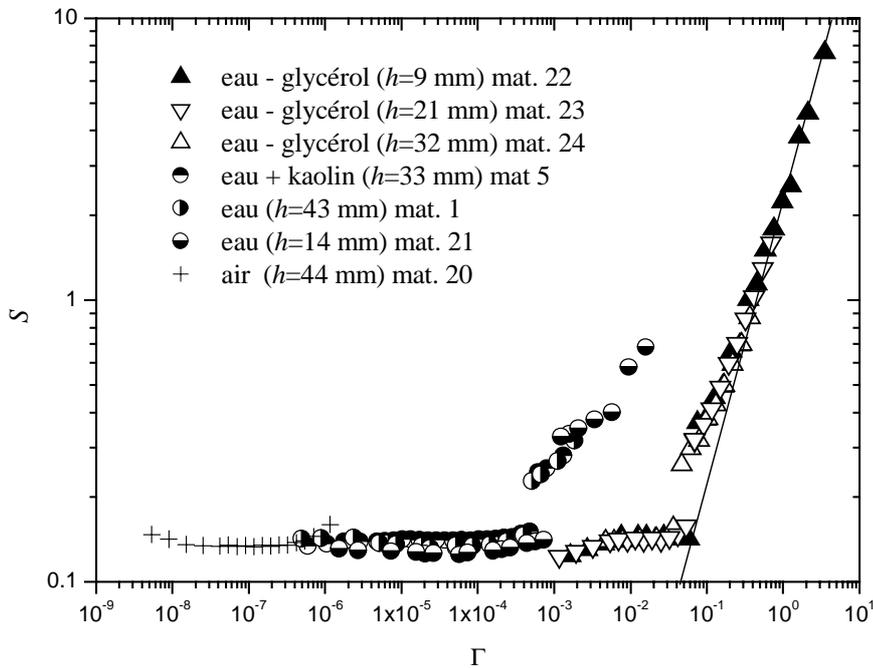


Figure 4.4 Variation de la contrainte de cisaillement en fonction du nombre sans dimension Γ . La ligne reportée indique la pente 1. Les caractéristiques des mélanges sont reportées plus loin dans le tableau 1. D'après [98, 100].

le couple de frottement effectif dû au cisaillement C_s et en déduire la contrainte moyenne de cisaillement (moyenne car moyennée sur toute la hauteur h): $\tau = C_s/(2\pi hR_1^2)$.

Comme d'une part le cisaillement n'affectait pas nécessairement toute la largeur de l'entrefer et d'autre part la détermination du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour large entrefer est délicate, j'ai tracé directement la courbe expérimentale donnant la contrainte sous forme adimensionnelle $S = \tau/(\rho gh)$ en fonction de la vitesse adimensionnelle de rotation Γ . Cette façon de procéder me paraît plus juste que de chercher à tracer le rhéogramme $\tau = \tau(\dot{\gamma})$. Comme vraisemblablement on a une relation de la forme $\dot{\gamma} \propto \Gamma$, la courbe expérimentale doit donner une idée de la forme de la loi de comportement en cisaillement simple. Les résultats expérimentaux sont reportés dans la figure 4.4.

A faible vitesse de rotation ($\Gamma \ll 1$), j'ai observé à la surface libre que le cisaillement se faisait à l'intérieur d'un anneau ("bande de cisaillement") d'environ 5 à 10 diamètres de bille. La largeur était apparemment indépendante de la vitesse de rotation (la mesure étant délicate à réaliser à faible vitesse, cette observation est difficile à réaliser). Dans le reste du matériau, aucun mouvement à la surface libre n'était décelable (en moyenne). Pour cette gamme de vitesse, on trouve que S est indépendant de Γ , ce qui implique deux choses quand on se ramène aux variables physiques : $\tau \propto \sigma_{zz}$ et τ indépendant de $\dot{\gamma}$. Ce sont bien deux caractéristiques du régime que j'ai appelé plus haut frictionnel.

A forte vitesse de rotation ($\Gamma > 10^{-3}$), le cisaillement se faisait sur toute la largeur de l'entrefer. Comme le montre la figure 4.4, on a pour cette gamme de vitesse : $S \propto \Gamma$, autrement dit : $\tau \propto \dot{\gamma}$. Le comportement macroscopique est assimilable à un fluide newtonien dans ces conditions d'écoulement.

La transition d'un régime frictionnel à un régime visqueux se faisait assez brusquement pour les billes de 0,3 mm pour $\Gamma = 5 \times 10^{-2}$ alors que pour les billes de 2 mm, elle intervenait pour des vitesses plus faibles, de l'ordre de $\Gamma = 2 \times 10^{-4}$; pour ces billes, elle s'étale sur quasiment un ordre de grandeur de Γ . Une telle différence reste pour moi un peu mystérieuse. Parmi les causes possibles, on peut estimer que, puisque les grosses billes (2 mm) étaient à peu près calibrées alors que la granulométrie des petites billes était étendue, l'arrangement des particules et la formation des particules se faisaient plus facilement pour les grosses billes.

4.4 Effet de la distribution granulométrique sur les propriétés macroscopiques d'une suspension concentrée

4.4.1 Problématique

La plupart des suspensions naturelles sont caractérisées par un large spectre de tailles de grains. La nature et l'intensité des interactions fluide/particule et particule/particule sont dépendantes de la taille des grains de sorte qu'à l'échelle microscopique il n'est pas évident de déterminer le comportement simplement à partir de la connaissance des interactions élémentaires.

Sur un plan pratique, le problème est d'importance à plusieurs titres, notamment pour tout ce qui concerne les laves torrentielles. Une première question est relative à la prédétermination du comportement d'une lave torrentielle à partir de la simple connaissance de la granulométrie et des essais d'identification. La seconde question est liée à la détermination des caractéristiques mécaniques à l'aide d'un rhéomètre : seule une partie tronquée de la granu-

lométrie peut être placée dans l’entrefer d’un rhéomètre ; se pose alors la question de savoir comment extrapoler les propriétés mesurées sur un échantillon réduit au matériau complet ? A noter que la problématique rencontrée pour les laves torrentielles n’est pas très différente des interrogations que l’on peut avoir sur la rhéologie du ciment et du béton.

Ce problème a principalement été abordé sur un plan phénoménologique. Ainsi, sur la base de considérations heuristiques, Wildemuth et Williams ont suggéré que le seuil de contrainte d’une suspension à granulométrie étendue était en fait une conséquence de la dépendance de la concentration maximale d’entassement vis-à-vis de la contrainte. Ce faisant, ils ont montré que, pour toute suspension, il devait exister une gamme de concentration solide $[\phi_0, \phi_\infty]$ pour laquelle la suspension devenait plastique ; dans cette gamme, le seuil de contrainte s’exprime en fonction de la concentration solide [110] :

$$\tau_c(\phi) = \sqrt[m]{B \left(\frac{\phi/\phi_0 - 1}{1 - \phi/\phi_\infty} \right)}$$

où B , ϕ_0 , et ϕ_∞ sont trois paramètres. ϕ_∞ est la concentration maximale à fort cisaillement et ϕ_0 est une concentration critique de percolation (formation d’un réseau de particules en contact).

Une autre approche, relativement simple, est celle proposée par Sengun et Probst [111, 112]. Elle peut se résumer en quatre points principaux : (i) une suspension avec une large distribution granulométrique étendue peut être considérée en première approximation comme bimodale, avec une fraction fine regroupant les particules colloïdales et une fraction grossière constituée des particules non colloïdales, (ii) la partie fine mélangée à l’eau constitue le fluide interstitiel, (iii) le comportement macroscopique est dicté par le fluide interstitiel, (iv) la fraction grossière n’influe le comportement macroscopique que par un accroissement de la viscosité.

Afin de mieux comprendre l’effet de la granulométrie dans le cas de suspensions concentrées, j’ai réalisé un certain nombre d’expériences sur des fluides modèles. Contrairement aux études réalisées précédemment, l’objectif était d’examiner le lien entre interactions locales, granulométrie, et comportement macroscopique. Les fluides modèles étaient principalement des mélanges de billes de verre ou de polystyrène dans des dispersions de kaolinite ou de bentonite. Je distinguerai deux cas propriétés : la transition entre le comportement solide et fluide (qui ici passe par l’étude du seuil de contrainte) et le comportement en cisaillement simple.

Dans ce qui suit, j’introduis les notations suivantes : ϕ désigne la concentration solide volumique (rapport du volume occupé par le solide sur volume total). Quand il y a plusieurs tailles de particules, j’emploie ϕ_g pour désigner la fraction grossière, ϕ_f la fraction fine, et ϕ_t la fraction totale $\phi_t = \phi_g(1 - \phi_f) + \phi_f$. J’introduis un temps sous forme adimensionnelle : $\tilde{t} = t\Omega$, qui indique également le nombre relatif de tours réalisé par le scissomètre.

4.4.2 Variation du seuil de contrainte avec la concentration solide

C’est un problème classique pour les colloïdes : comment varie le seuil de contrainte avec la concentration solide en particules ? Pour les argiles très réactives comme la bentonite, il a été montré expérimentalement que le seuil de contrainte τ_c varie très rapidement avec la concentration solide ϕ : $\tau_c \propto \phi^c$, avec c de l’ordre de 5. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour justifier cette variation en loi puissance. Il existe plusieurs difficultés à la

détermination théorique de τ_c : agrégation de particules, présence de plusieurs forces (force ionique, force de van der Waals, etc.), effet brownien, etc. Des modèles approchés ont été construits lorsqu'un type d'interaction particulière prédominait. Ainsi, Kapur, Scales, Zhou et leur collègues ont développé un modèle de champ moyen lorsque les interactions de van der Waals prédominent (c'est le cas qui nous intéresse le plus en pratique) et ont montré la relation suivante [62–64] :

$$\tau_k(\phi) = K \left(\frac{\phi}{1-\phi} \right)^c \frac{1}{d^2} \quad (4.1)$$

avec $K = 3.1Ab/(24\pi\zeta)$, b et c deux paramètres à caler ; A désigne la constante de Hamaker, d le diamètre des particules, ζ la séparation moyenne entre deux particules. Dans ce type de modèle, la dispersion est nécessairement floculée (prédominance des forces attractives de van der Waals) : elle se présente alors comme un mélange de particules agrégées (flocs) ; les agrégats interagissent entre eux de manière faible. C'est l'existence de ces liens entre agrégats qui confère un caractère plastique à la dispersion. En effet, pour cisailer la suspension, il faut briser les liens entre flocs. Lorsque la concentration est faible, on tire bien de (4.1) que $\tau_c \propto \phi^c$. Le coefficient c peut par ailleurs être relié à la dimension fractale des flocs [113, 114]. A forte concentration, la dépendance de τ_c vis-à-vis de ϕ est bien plus marqué car il y a de plus en plus de contacts entre flocs et la rupture de leurs liaisons devient de plus en plus difficile.

Que se passe-t-il maintenant si on ajoute des particules grossières (non colloïdales) ? *A priori*, on peut s'attendre à une diminution du seuil de contrainte car le volume relatif occupé par la fraction fine est réduit. Au premier ordre (pour $\phi_g \rightarrow 0$), on a :

$$\tau_k(\phi_f, \phi_g) = K \left(\frac{\phi_f}{1-\phi_f} \right)^c \frac{1-\phi_g}{d^2} + \mathcal{O}(\phi_g) \quad (4.2)$$

Sur la figure (4.5), j'ai reporté la variation du seuil de contrainte d'une suspension de billes de verre et de kaolin en fonction de la concentration totale dans un diagramme semi-logarithmique. Le seuil a été mesuré à l'aide de la méthode de Pashias. Dans le cas d'une suspension de kaolin ($\phi_g = 0$), le modèle de Zhou¹ permet de décrire correctement la dépendance de τ_c vis-à-vis de ϕ sur la gamme de concentrations testées. La suspension de billes de verre comportait une population bimodale ; ξ est la fraction occupée par les petites billes. On observe qu'effectivement le seuil de contrainte diminue initialement quand on commence à ajouter des billes. Toutefois, cette décroissance ne dure pas quand on continue à ajouter des billes. Dans le cas de la figure 4.5, pour des concentrations totales supérieures à 55 %, le seuil de contrainte augmente avec la concentration et, fait remarquable, le taux de croissance est similaire à celui de la dispersion de kaolin. La distribution granulométrique a des effets complexes sur le seuil contrainte :

- pour des concentrations modérées, j'ai observé que le seuil de contrainte était indépendant de la taille des particules. En revanche, il était d'autant plus important que le mélange était riche en grosses billes (ξ proche de 0 sur la figure 4.1) ;
- à forte concentration c'est l'inverse qui a été observé : plus le mélange était riche en petites billes, plus le seuil était grand.

Que se passe-t-il donc ?

1. Dans le cas de la kaolinite, on trouve ainsi (voir figure 4.5) : $K = 1,43 \cdot 10^{-7}$ et $c = 5,15$.

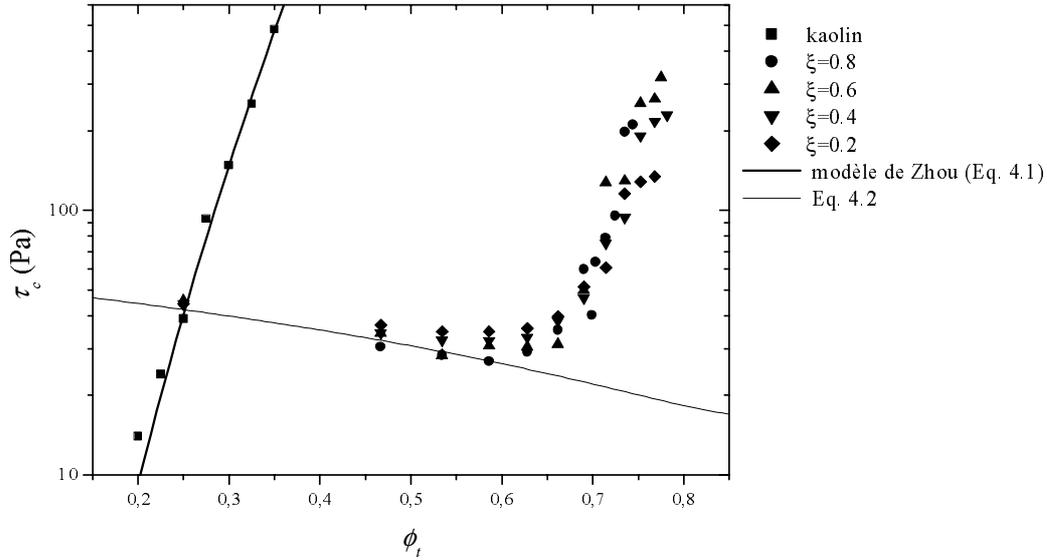


Figure 4.5 Variation du seuil de contrainte avec la concentration solide. La suspension de billes était composée de billes de 1 et 3 mm. La fraction relative de petites billes est notée ξ . La concentration initiale de kaolin pour les mélanges kaolin+billes était de 25 %.

L'explication immédiate qui vient à l'esprit est d'évoquer un accroissement sensible des interactions entre particules grossières. Puisque les particules ne sont pas chargées, seuls des effets indirects (par exemple déplétion des particules argileuses à la surface des billes de verre) pourraient être responsable d'une augmentation du seuil de contrainte. Pourtant le calcul des ordres de grandeur de ces effets indirects ne permet pas de retrouver le taux de croissance du seuil de contrainte et surtout d'expliquer pourquoi ce taux est identique à celui du kaolin seul. Tout se passe en effet comme si une particule grossière entourée de particules colloïdales se comportait à son tour comme une particule colloïdale. (Cela est naturellement faux). On peut suspecter qu'aux fortes concentrations, des forces de lubrification apparaissent au sein du réseau de particules en contact. Comme il s'agit de forces de contact, la contrainte macroscopique résultante est d'autant plus importante que le nombre de contact est élevé; cela expliquerait donc l'observation précédente selon laquelle le seuil de contrainte est d'autant plus grand que le mélange est bimodal et riche en particules fines. Une analyse en retour montre qu'une telle force de contact \mathbf{f} devrait s'écrire sous la forme: $|\mathbf{f}| \approx \tau_c \varepsilon^{-2/3}$, où ε est la distance moyenne entre la surface des particules.

A noter que si des modèles comme celui de Wildemuth et Williams permettent de décrire l'augmentation du seuil de contrainte avec la concentration, l'explication phénoménologique sur lesquels ils se basent est souvent non fondée. De même, les approximations faites par Sengun et Probstein ne sont plus valables à très forte concentration: la fraction grossière peut affecter de manière significative la valeur du seuil de contrainte.

4.4.3 Propriétés rhéologiques en fonction de la granulométrie

Il s'agit ici d'une extension de la discussion menée précédemment (cf. § 4.3.1) sur le comportement d'une suspension très concentrée de particules grossières dans un fluide new-

Classe	Matériau	ϕ_k	ϕ_t	ϕ_c	N	τ_c	h
Classe 1	matériau 1	0,0	61,3	61,3	—	0	43
	matériau 7	3,2	60,6	61,8	9,1	0,2	33
Classe 2	matériau 15	9,8	58,9	62,9	1,7	1,2	35
Classe 3	matériau 18	15,4	47,9	55,9	0,3	4,5	60
Essais divers	matériau 20	0	61	61	—	0	44
	matériau 21	0	61	61	—	0	14
	matériau 22	0	60	60	—	0	9
	matériau 23	0	60	60	—	0	21
	matériau 24	0	60	60	—	0	32

Tableau 4.1 *Caractéristiques des matériaux et conditions expérimentales lors des essais au cis-somètre. Les concentrations sont données en %. La hauteur h est en mm. Le seuil de contrainte τ_c est en Pa.*

tonien. Dans le cas présent, les particules fines et l'eau forment une dispersion colloïdale qui constitue le fluide interstitiel. Si le seuil de contrainte de ce fluide interstitiel est suffisamment grand, il peut opposer une résistance à la sédimentation des particules. Examinons cela en considérant deux particules grossières entourées de fluide. On admet ici [115] que : (i) le fluide interstitiel se comporte comme un solide élastique quand l'état de contrainte ne dépasse pas le seuil de plasticité, (ii) le seuil de plasticité peut être décrit par un critère de von Mises, (iii) le seuil de plasticité et le seuil de contraintes sont équivalents. La résistance à la compression est alors $2\tau_c$. Le film de fluide interstitiel entre les deux particules est soumis à une force due au poids (déjaugé) des particules. On peut donc définir un nombre sans dimension comme le rapport de la force nette de pesanteur sur la résistance du fluide (ici $4\rho'ga/3$):

$$N = 2\rho'ga/(3\tau_c)$$

Lorsque $N \leq 1$, le fluide interstitiel s'oppose à la sédimentation des particules ; en conséquence, les particules ne peuvent entrer en contact direct. Sur le plan rhéologique, cela veut dire que, puisque tous les contacts sont lubrifiés par le fluide viscoplastique, le comportement macroscopique doit également être viscoplastique.

Inversement, lorsque $N \geq 1$, des contacts directs peuvent se former. Sous certaines conditions d'écoulement (par exemple à faible vitesse de cisaillement $\Gamma \ll 1$), un réseau de particules en contact frictionnel peut se créer et le comportement macroscopique devrait être frictionnel de manière similaire à ce qu'on a vu au § 4.3.2. A forte vitesse de cisaillement ($\Gamma \gg 1$), les contacts directs sont cassés et laissent place à des contacts lubrifiés.

J'ai réalisé un grand nombre d'expériences en faisant différentes sortes de mélange. Le tableau 1 donne les caractéristiques de quelques-uns des mélanges testés. La figure 4.6 présente quelques-unes des courbes expérimentales (Ω, C). Expérimentalement, j'ai distingué trois classes de comportement :

- pour $N \geq 4$ le comportement macroscopique est soit frictionnel ($\Gamma \ll 1$) soit visqueux. Par rapport aux expériences réalisées précédemment (cf. § 4.3.2), le régime pseudo-newtonien ($\tau \propto \dot{\gamma}$) n'est pas atteint pleinement ;
- pour $N \leq 1,1$, le comportement macroscopique est viscoplastique. Le régime permanent est atteint très rapidement. Pour le même matériau dans des conditions identiques d'écoulement, l'état de contrainte mesuré pouvait varier significativement (déviation

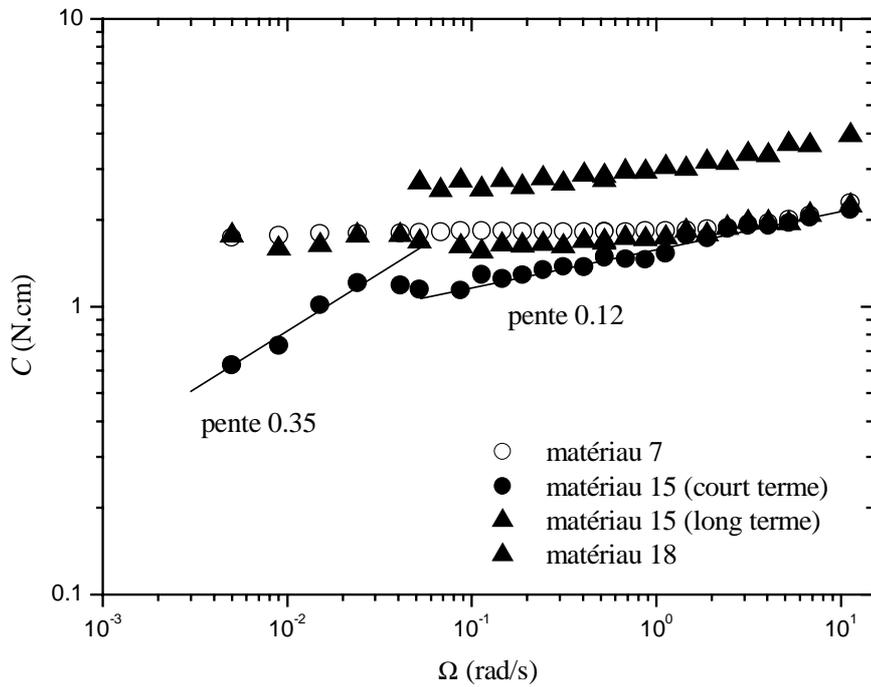


Figure 4.6 Variation du couple C en fonction de la vitesse de rotation du scissomètre Ω pour trois types de mélange (voir caractéristiques dans le tableau 1). D'après [98].

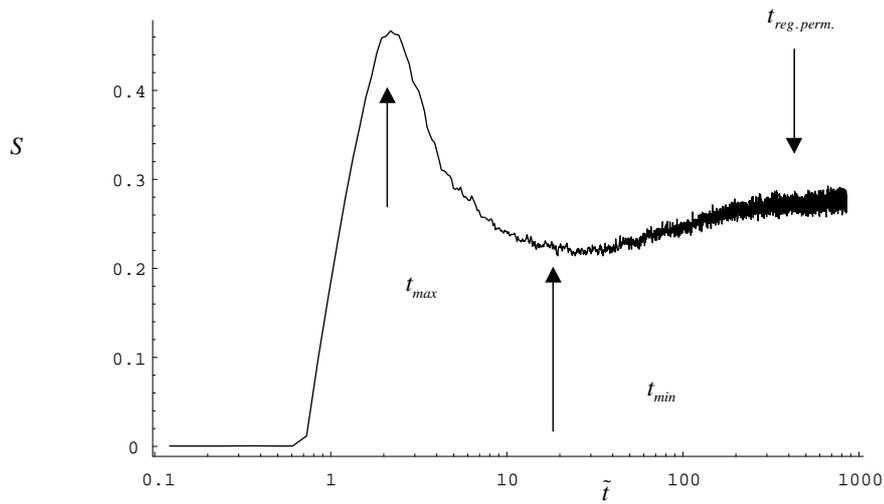


Figure 4.7 Variation de la contrainte adimensionnelle S en fonction du temps adimensionnel pour le matériau 15 ($\Omega = 0,243$ rad/s). D'après [98].

de l'ordre de $\pm 10\%$ d'un essai à l'autre. Dans ce cas, la loi de comportement ne peut avoir de sens que d'un point de vue statistique ;

- pour $1,1 \leq N \leq 4$, le comportement macroscopique fait apparaître un temps caractéristique. Comme le montre la figure 4.7, quand on impose une vitesse donnée au matériau, la contrainte mesurée varie de manière substantielle au cours du temps. Un pic de contrainte est atteint très rapidement après la mise en rotation du rhéomètre ($\tilde{t} \approx t_{max}$), puis il y a une relaxation de la contrainte. Un premier plateau est atteint, puis la contrainte augmente de nouveau pour enfin un palier aux temps très longs (pour $\tilde{t} > t_{reg.perm.}$). J'ai trouvé que pour les très faibles vitesses de rotation ($\Gamma < 10^{-5}$), les temps caractéristiques étaient à peu près constants, avec $t_{max} = \mathcal{O}(2)$, $t_{min} = \mathcal{O}(10)$, et $t_{reg.perm.} = \mathcal{O}(500)$; à plus forte vitesse, les temps variaient avec la vitesse de cisaillement Γ : $t_{max} \propto \Gamma$ alors que $t_{reg.perm.} \propto \Gamma^{-1}$. Enfin, pour les grandes vitesses de cisaillement $\Gamma \gg 1$, les temps caractéristiques étaient du même ordre de grandeur : $t_{max} \simeq t_{reg.perm.} = \mathcal{O}(100)$. Il est donc possible de distinguer un comportement à court terme (instantané) et un comportement à long terme (lorsqu'un régime permanent est créé). Sur la figure 4.6, les deux courbes correspondant aux réponses à court et long termes ont été reportées. La réponse instantanée est celle d'un fluide rhéofluidifiant puisqu'on a : $S \propto \Gamma^{0.35}$. Le comportement sur le long terme est celui d'un fluide en régime frictionnel puis visqueux.

4.5 Bilan et perspectives

J'ai présenté ici des expériences réalisées sur des suspensions très concentrées dans divers fluides interstitiels. L'objectif assigné était de comprendre le lien entre granulométrie, interactions locales entre particules, et comportement macroscopique. Afin d'isoler les mécanismes de base, l'étude expérimentale s'est intéressée à des matériaux modèles dont la composition était connue et facile à faire varier. Des expériences complémentaires ont été réalisées sur des matériaux naturels, dont des échantillons de boue de Sarno². Les expériences ont été plus difficiles à interpréter notamment parce qu'il y avait une sédimentation assez rapide (au bout de quelques dizaines de secondes) des cendres ; il en ressort toutefois que le comportement est analogue à ce qui a été trouvé au laboratoire avec les suspensions de billes de verre dans différents fluides. La lubrification des contacts de la matrice granulaire peut donc être avancée comme une cause probable de la mobilité de matériaux fins granulaires ; dans tous les cas, cette explication me semble plus vraisemblable que l'explication donnée par certains géomorphologues selon laquelle la mobilité serait entretenue par des fluctuations de la pression du fluide interstitiel [116].

Un des résultats intéressants de l'étude expérimentale présentée ici concerne la mise en évidence du lien fort entre le seuil de contrainte et la composition granulométrique. Les résultats montrent que même lorsqu'une suspension est majoritairement composée de particules grossières, son comportement peut rester très foncièrement dépendant de la fraction fine. Il est ainsi possible de prédéterminer le comportement rhéologique d'une lave torrentielle uniquement à partir de l'analyse rhéométrique de la matrice du matériau³. Cette méthode a été testée avec succès sur un cas pratique : en janvier 1997, un écroulement a

2. En mai 1998, une série de laves torrentielles avaient mobilisé des dépôts de cendres volcaniques sur les flancs du Pizzo d'Alvano (Italie) et causaient la mort de plus de 150 personnes.

3. Pour ma part, j'appelle *matrice* l'ensemble des particules de taille inférieure à $400\mu\text{m}$.

eu lieu dans la falaise du Pré Gentil dominant Bourg-d'Oisans (Isère). La question qui se posait aux services de l'état gérant la situation de crise pouvait se résumer ainsi : est-ce que le dépôt grossier pouvait être ultérieurement servir à alimenter des laves torrentielles ? A partir d'essais rhéométriques sur la matrice, j'ai d'une part estimé la capacité du matériau à s'écouler une fois qu'il a été saturé en eau et d'autre part évalué ses caractéristiques rhéologiques. Et, effectivement, en juin 1997, une lave torrentielle se forma après un orage ; ses caractéristiques étaient correctement décrites par l'analyse rhéométrique. Certes, on ne fonde pas le succès d'une méthode sur un seul exemple mais en tout cas une telle expérience est encourageante. Depuis cette date, un thésard suisse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Eric BARDOU, a fait des essais rhéométriques sur un grand nombre de dépôts de lave torrentielle dans le Valais et a retrouvé des résultats comparables aux miens. Un étudiant post-doc italien, Riccardo MARTINO de l'Université de Naples, a étudié avec le descriptif décrit au § 4.2 (scissomètre) des échantillons de sols ayant formé des laves torrentielles dans les environs de Naples ; il a également trouvé des résultats similaires à ce qui a été obtenu avec mes suspensions modèles.

Cependant, on n'a pas tout résolu à travers cette étude. La plupart des essais au laboratoire ont été faits sur des matériaux à granulométrie bimodale, ce qui reste une approximation grossière des matériaux réels. Dans le cas de matériaux à distribution granulométrique continue, la classification des comportements rhéologiques en fonction de la granulométrie reste à établir malgré des tentatives ici et là. Plusieurs voies sont actuellement prospectées pour améliorer la connaissance sur le comportement rhéologique des suspensions naturelles en fonction de la composition granulométrique :

- dans une étude récente⁴, nous avons réalisé des essais en couplant rhéométrie (scissomètre) et imagerie par résonance magnétique nucléaire. Il a été montré que les suspensions colloïdales concentrées (en cisaillement simple) possèdent un comportement un peu plus complexe que ne le prédit la loi de comportement de Herschel-Bulkley usuellement employée pour les décrire : il y a concentration du cisaillement dans une zone annulaire⁵, des effets temporels (thixotropie) sur le seuil de contrainte, etc. Les essais complémentaires réalisés sur des échantillons de lave torrentielle ont abouti à la même conclusion même si les effets perturbateurs (sédimentation des particules notamment) sont plus marqués que dans le cas de fluide modèle[117] ;
- dans le cas étudié ici d'un passage d'un état solide (sol) à un état fluide, la transition était pilotée par le cisaillement que l'on imposait. Dans la nature, cette transition résulte de mécanismes mal connus. Deux cas de figure sont classiquement considérés :
 - dans le premier cas, l'écoulement mobilise le matériau à partir d'une source bien localisée. La transition solide \rightarrow fluide résulte alors d'instabilités au sein du sol sous l'effet d'une modification de la résistance mécanique, d'un chargement extérieur, etc. Une étude est actuellement réalisée par l'équipe d'Olivier MAQUAIRE de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg, auquel j'ai eu une

4. L'étude est financée par le Programme national sur les risques naturels (PNRN 2001–02) et effectuée en collaboration avec Philippe COUSSOT du LMSGC.

5. A partir d'essais au scissomètre et sur un plan incliné, Philippe COUSSOT a montré qu'il existe une valeur critique du taux de cisaillement au-dessous de laquelle aucun mouvement permanent n'existe ; lorsqu'on tente de diminuer le taux de cisaillement en deçà de cette valeur, il y a un arrêt brutal du matériau. Dans la zone cisailée, on ne parvient à décrire la variation du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ en fonction de la contrainte de cisaillement τ à l'aide de l'équation de Herschel-Bulkley : $\dot{\gamma} = (\tau - \tau_c)^{1/n}/K$, avec (n, K) deux paramètres constitutifs, qu'à la condition de prendre $\tau_c = 0$!

(petite) action : il s'agit d'étudier le site de Super-Sauze (Hautes-Alpes) où des mouvements de terrain actifs accélèrent puis libèrent des bouffées de lave torrentielle. L'objectif est de mieux cerner l'influence de la composition du matériau, de paramètres de chargement (comme la pression interstitielle de l'eau), etc. sur la mise en mouvement. Un projet européen (nommé *Slide*) réunissant plusieurs laboratoires français, italien, espagnol, et belge a été également déposé dans le cadre du 5^e Programme cadre de recherche et développement. Son objectif est de mieux comprendre et décrire la transition (brutale) d'un mouvement de terrain en lave torrentielle ;

- dans le deuxième cas, la lave torrentielle résulte d'une érosion par l'eau de ruissellement sur une grande surface du bassin-versant. L'eau chargée de sédiments est ensuite acheminée jusqu'au torrent, où le flux de sédiments se concentre et forme la lave torrentielle. Plusieurs questions se posent : pourquoi et sous quelles conditions l'eau de ruissellement est-elle capable d'éroder la surface d'un sol ? qu'est-ce qui conditionne le passage d'une eau boueuse à un écoulement très concentré en matériaux ? Une étude prospective est en passe d'être entamée avec des pédologues et des hydrauliciens de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne dans le cadre du programme européen Interreg III.

Chapitre 5

Les suspensions turbulentes

5.1 Introduction

Dans le milieu naturel, un certain nombre d'écoulements se présentent sous la forme d'une suspension diluée de particules entraînées par un courant. Parmi les exemples typiques en montagne, on peut citer les avalanches en aérosol et le transport solide dans les cours d'eau. Contrairement aux cas traités dans les deux précédents chapitres, de tels écoulements sont biphasiques à l'échelle macroscopique ; il n'y a donc plus un seul processus à étudier (la loi de comportement) mais plusieurs : la loi de comportement de chacune des phases et les termes de couplage, avec ici en plus, des problèmes de transfert de masse et de quantité de mouvement (érosion, dépôt). Pour reprendre une notion introduite dans le préambule du mémoire, il existe des "modèles intégrateurs", qui modélisent de manière simplifiée l'ensemble des processus en cause. Il y a aujourd'hui convergence d'avis pour dire que ces modèles ne décrivent correctement que la physique à l'état d'équilibre ; dès qu'on s'éloigne des conditions d'équilibre, leurs prédictions sont généralement incorrectes (à un large degré). Ainsi, au Cemagref, on s'était intéressé il y a quelques années à l'effet de l'élargissement brutal de l'écoulement sur le transport solide ; aucune concordance ne fut trouvée entre les expériences réalisées et les simulations numériques. De même, dans la modélisation des aérosols, l'entraînement de la neige est traité par une fonction d'entraînement, dont l'effet principal est d'accroître la masse et la concentration au sein du courant de densité. Pourtant, l'analyse d'événements et les études au laboratoire indiquent que cet entraînement a également pour effet de modifier substantiellement la structure de l'écoulement. En bref, je pense que le traitement macroscopique des équations du transport de particules est une nécessité non seulement à cause de la complexité des processus en jeu mais également si l'on souhaite pouvoir les utiliser dans des applications pratiques. Pourtant, il est nécessaire d'avoir une vision microscopique pour mieux fonder ce traitement. C'est justement l'approche que j'ai suivie et que je présente ici dans ses grandes lignes.

Mon intérêt pour le transport solide remonte aux années 1996-97, quand j'essayai de comprendre l'origine des écarts entre théorie et expérience dans les essais réalisés par Françoise BIGILLON, alors étudiante en DEA. J'étais assez frustré car les équations manipulées permettaient de décrire mais non comprendre ce qui passe ; en l'état, il me semblait difficile de faire la part des choses, ce qui me motiva à proposer une approche radicalement différente d'aborder le problème. Françoise BIGILLON a été la première étudiante de thèse que j'ai encadrée ; Jack LANIER, professeur de mécanique à l'Université Joseph Fourier, en a

été le directeur de thèse. L'objectif de sa thèse était d'étudier le mouvement d'une bille dans un courant d'eau à forte pente. L'étude principalement expérimentale nécessita l'emploi intensif du traitement d'images. C'est le laboratoire *Traitement du Signal et Instrumentation* de l'Université de Saint-Etienne qui nous apporta toute la compétence nécessaire en la matière. Mon collègue Philippe FREY m'a apporté une aide considérable en s'attaquant à tous les problèmes de visualisation et de traitement des données. Plusieurs stagiaires ont apporté une aide précieuse, notamment Rémy DUCRET. Sébastien TANNOU, élève-ingénieur de l'ENISE, a réalisé une partie des profils de vitesse fluide. La thèse de Françoise BIGILLON a été soutenue en octobre 2001 [118]. Une autre thésarde avait été recrutée en décembre 2000 mais a abandonné un an plus tard. En février 2002, un nouveau thésard, Tobias BÖHM, est venu rejoindre notre petite équipe; Jean-Luc REBOUT, professeur de mécanique des fluides à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, a accepté de prendre en charge la direction de la thèse. En continuité avec le travail de Françoise BIGILLON, le travail se porte maintenant sur l'étude d'une collection de particules.

J'ai également été amené à étudier une forme particulière de transport solide: l'entraînement de neige dans les aérosols. L'irruption de ce problème dans mon champ d'investigations est un peu fortuite dans la mesure où j'ai commencé à encadrer la thèse de Marie CLÉMENT-RASTELLO après la disparition de Philippe REVOL, qui avait été l'instigateur de cette thèse. Emil HOPFINGER, professeur de mécanique des fluides à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, en a pris la direction. Le travail a été en partie expérimental, avec des essais consistant à simuler à échelle réduite de l'entraînement de particules par une bouffée turbulente. Marie CLÉMENT-RASTELLO a également porté son accent sur la modélisation de l'effet de l'entraînement/ dépôt de particules sur la dynamique globale de l'écoulement à l'aide de modèles simples. Le dernier volet de la thèse devait s'orienter sur une analyse de phénomènes réels sur le site de la Sionne (Valais, Suisse) géré par François DUFOUR (Institut Fédéral de la Neige et des Avalanches). Malheureusement, aucun aérosol n'a pu être déclenché artificiellement ces deux dernières années.

Le travail de Françoise BIGILLON a fait l'objet de deux articles actuellement soumis à *Physical Review E* [119, 120]. Le financement de la thèse a été apporté en grande partie par la région Rhône-Alpes (CPER et programme Avenir). Parmi les échanges extérieurs, notre travail a été grandement influencé par les travaux de Gary PARKER du laboratoire *Saint Antony Falls* à Minneapolis et de Giovanni SEMINARA de l'université de Gênes; les discussions que j'ai eues avec eux ont grandement amélioré notre travail en apportant l'expérience de spécialistes du transport solide (à faible pente). Dans le cadre de nos échanges, Françoise BIGILLON est partie en séjour post-doctoral dans l'équipe de Marcello GARCIA à l'université d'Urbana Champaign. Le travail de Marie CLÉMENT-RASTELLO a fait l'objet de publications dans des actes de colloque. La thèse a été financée par le Programme national sur les risques naturels (PNRN 2000-01).

Je présenterai dans la section suivante la problématique générale dans la mise en équation du transport solide. Par la suite je ne serai pas exhaustif dans les applications; je parlerai essentiellement des résultats que nous avons obtenus sur le charriage torrentiel, qui est le programme de recherche le plus avancé et qui a fait l'objet de plusieurs articles (soumis).

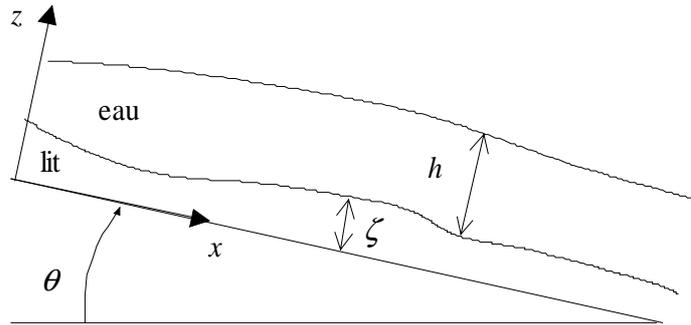


Figure 5.1 Schéma de principe : écoulement d'eau sur un lit mobile.

5.2 La problématique

Nous avons étudié l'effet d'un courant sur un lit de particules. Les particules peuvent être transportées, érodées, ou déposées sur le fond selon les conditions d'écoulement. Le problème général est d'évaluer la quantité de matériaux transportée et les caractéristiques de l'écoulement. Pour cela, il faut traduire différents processus : l'écoulement de la phase fluide, le transport des particules, l'interaction écoulement/ lit et le couplage phase fluide/ phase solide. Chacun de ces problèmes est en soi déjà compliqué ; l'étude générale des processus simultanés est, à ma connaissance, hors de portée actuellement tant du point de vue des outils théoriques que de la simulation numérique. On a donc assez largement recours à des approximations. Les plus courantes sont : l'utilisation d'équations moyennées et l'approximation des grandes longueurs d'onde (les échelles de longueur verticale sont bien plus petites que les échelles longitudinales d'écoulement). Dans ce cadre, un modèle simplifié du transport solide dans un écoulement unidimensionnel très couramment utilisé repose sur le jeu suivant d'équations :

- pour l'écoulement d'eau, on utilise les équations dites de Saint Venant, qui résultent d'une intégration selon la hauteur d'écoulement des équations locales du mouvement :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}}{\partial x} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = g \sin \theta - g \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} (h + \zeta) - C_f \frac{\bar{u}^2}{h} \quad (5.2)$$

où $h(x,t)$ désigne la hauteur d'eau par rapport au fond, $z(x,t)$ la cote du fond par rapport à une ligne fixe, $\bar{u}(x,t)$ la vitesse moyenne d'écoulement, θ la pente moyenne du fond. C_f est un coefficient de frottement (dit de Chézy), qui traduit à la fois la dissipation sur le fond et le transfert de quantité de mouvement avec la phase solide ;

- pour le fond, on introduit une équation d'évolution dite d'Exner, qui exprime un bilan de masse :

$$(1 - \lambda) \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0 \quad (5.3)$$

où λ est la porosité du lit et q_s le débit solide. Cette équation traduit que toute variation de la cote du lit est due à une variation du transport solide.

- pour le matériau solide, on utilise en général une loi de transport solide qui explicite directement la relation entre débit solide et débit liquide. Le transport solide est

décrit comme un phénomène à seuil : il faut que la contrainte τ exercée par l'eau sur le fond dépasse une valeur critique τ_c pour que le sédiment soit mis en mouvement. Une hypothèse souvent faite et due à BAGNOLD [121] est la suivante : lorsque les conditions d'écoulement sont telles que $\tau > \tau_c$, il y a transport ; on peut alors écrire : $\tau = \tau_c + (\tau - \tau_c)$. Cette décomposition est interprétée ainsi : le premier terme traduit l'effort que l'eau doit réaliser pour mettre le sédiment en mouvement et le second terme doit représenter la quantité de mouvement disponible pour transporter ce sédiment. On en déduit alors que le débit solide doit être proportionnel à $\tau - \tau_c$. Les expériences réalisées en régime permanent uniforme semblent donner raison à BAGNOLD puisqu'on aboutit à des relations de la forme : $q_s = A(\tau - \tau_c)^{3/2}$ (A est une constante).

Il s'agit là du jeu minimal d'équations à prendre en compte si l'on veut décrire un transport de particules ; des modèles plus sophistiqués ont été proposés, notamment pour décrire le flux de particules en suspension et prendre en compte l'effet de la turbulence sur la suspension (je n'indique ici que des modèles applicables à la géophysique alpine) :

- lorsque le type de transport des particules se fait surtout par suspension, on pourra se référer à l'article de PARKER et de ses collègues sur une comparaison de modèles de transport en régime quasi-permanent [122]) ;
- lorsque le type de transport des particules se fait surtout par saltation et roulement sur le fond, Philippe ALEXANDRE a développé un modèle biphasique du transport solide à forte pente [123].

Quand ils sont comparés à des données de laboratoire ou de terrain, ces modèles donnent des résultats corrects pour les régimes proches de l'état d'équilibre (régime permanent uniforme). En revanche, loin de l'équilibre, les résultats théoriques ou numériques ne sont pas cohérents avec les observations. Ainsi, la formation de structures morphologiques sur le fond du lit (dunes, etc.) est intimement liée au transport solide dès la mise en mouvement des particules ; cette structuration d'un lit plat en un lit ondulé est souvent interprétée comme le résultat d'une instabilité de l'écoulement. Pourtant les calculs de stabilité linéaire sur le jeu d'équations (5.1–5.3) amènent à la conclusion que les écoulements sont inconditionnellement stables.

5.3 Une théorie minimaliste du transport solide torrentiel

Pour essayer de mieux comprendre à l'échelle particulière la physique du transport solide, j'ai proposé d'étudier dans un premier temps le mouvement d'une seule particule dans un courant d'eau. Un certain nombre d'articles [124–126] sur le sujet avaient déjà été publiés mais ils étaient centrés sur des écoulements sur des surfaces très peu inclinées (c'est-à-dire dans le contexte des rivières). Dans un contexte plus torrentiel, il était important de déterminer dans quelle mesure la gravité (via la pente du fond) joue un rôle sur la dynamique du transport de sédiment. Il faut également préciser qu'outre la pente du lit, le contexte torrentiel se distingue également par une faible hauteur d'eau (par rapport à la taille moyenne des sédiments transportés) et une plus grande distribution granulométrique des matériaux transportés. *A priori* il n'est pas établi que la modélisation du transport solide à pente douce reste valable à forte pente.

Dans un premier temps, on considère un cas simplifié, où l'on cherche à déterminer le débit solide en régime permanent sur un lit rugueux. On admet ici que l'hypothèse

de régime permanent implique que le dépôt de particules est compensé exactement par l'entraînement de particules du lit ; bref, en moyenne, il n'y a ni entraînement ni dépôt. On suppose également que le matériau transporté est suffisamment peu concentré pour que (i) les particules n'interagissent pas entre elles, (ii) il n'y ait pas de modification notable dans les conditions d'écoulement de l'eau. Une particule transportée subit donc essentiellement des actions hydrodynamiques et des actions de contact avec le lit. Pour simplifier, on suppose que les particules transportées sont de forme sphérique (de rayon a) ; le lit est composé de billes de rayon r . Nous sommes intéressés à calculer le débit solide, qui peut s'écrire comme :

$$q_s = \int_0^{h_s} c(z)u_s(z)dz \quad (5.4)$$

où $u_s(z)$ désigne la vitesse moyenne des particules, $c(z)$ la concentration solide, h_s la hauteur de la couche de transport. La vitesse moyenne de la particule s'obtient à partir d'une moyenne temporelle de la vitesse instantanée :

$$\mathbf{u}_s(z) = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}_p(z,t)dt$$

où T est un temps d'intégration supposé long. La vitesse instantanée peut être déterminée en résolvant les équations locales du mouvement $m\dot{\mathbf{u}}_p = m'\mathbf{g} + \mathbf{F}$, avec \mathbf{u}_p la vitesse instantanée de la particule, \mathbf{F} la résultante des forces appliquées à la particule, m sa masse, et m' la masse déjaugée.

Deux modèles de transport ont été étudiés :

- le roulement, où la particule reste en contact prolongé avec le lit et se déplace par roulement ou glissement. La particule subit donc des actions de contact (frottement et collision) et une poussée hydrodynamique. En multipliant l'équation locale par la vitesse et en intégrant sur un intervalle de temps, on obtient une équation de bilan de l'énergie. Dans le cas présent, le bilan d'énergie cinétique est nul (on est en régime permanent). La particule reçoit de la puissance motrice par la pesanteur $m'gu_s \sin \theta$ et la poussée de l'eau $C_D \pi a^2 \rho_f (u_s - \bar{u}_f)^2 u_s / 2$, avec u_f la vitesse moyenne du fluide au niveau de la particule et C_D le coefficient de traînée. La puissance fournie est dissipée par frottements ($\lambda m'g \cos \theta u_s$, avec λ le coefficient de frottement) et collisions ($\alpha \chi m u_s^3 / (2r)$, avec $\chi u_s / (2r)$ le taux de collision des particules sur le fond). Les coefficients α et λ ont été déterminés à partir des valeurs calées expérimentalement sur des expériences de roulement dans l'air (ils peuvent être également approchés théoriquement) [127]. En résolvant l'équation, on déduit la vitesse de la particule :

$$u_p = \bar{u}_f \frac{1 - \sqrt{D}}{1 - 4\alpha \Delta \rho \chi / (3\zeta C_D)} \quad (5.5)$$

où $\Delta \rho = \rho_p - \rho_f$ est la différence de masse volumique, $\zeta = r/a$ est un paramètre de rugosité, $D = (4\chi \alpha \Delta \rho \cos \theta (\tan \theta - \lambda) / \zeta + 3C_D (\alpha \Delta \rho \chi N \zeta - \cos \theta (\tan \theta - \lambda))) / (9NC_D^2)$, et N un nombre sans dimension : $N = \rho_f \bar{u}_f^2 / (2a \Delta \rho g)$, qui traduit le rapport entre poussée de l'eau et poids déjaugé de la particule ; N est généralement appelé *le nombre de Shields*. On tire de cette équation :

- à faible pente ($\tan \theta < \lambda$), la particule ne peut être en mouvement que si le nombre sans dimension N est supérieur à une valeur critique de mise en mouvement : $N > N_{mvt} = 4 \cos \theta (\lambda - \tan \theta) / (3C_D)$. Cette condition est souvent appelée

“critère de Shields” de début de transport. Dans la mesure où on est capable de relier la contrainte fluide τ et la vitesse moyenne \bar{u}_f , cette condition est la forme adimensionnelle de la condition (vue précédemment) de mise en mouvement du sédiment $\tau > \tau_c$;

– pour $N \gg 1$, la vitesse de la particule est linéairement fonction de la vitesse du fluide au fond : $u_s = \bar{u}_f / (1 + 4\sqrt{4\alpha\Delta\rho\chi/(3\rho_f\zeta C_D)})$

– la saltation, où la particule avance par petits sauts. Durant la phase de vol, la particule subit des effets hydrodynamiques (assez complexes¹) tandis que lorsqu’elle retombe sur le lit, elle subit des collisions. Contrairement au cas précédent qui pouvait se traiter analytiquement moyennant quelques approximations, la variation des conditions initiales de chaque saut et la complexité des actions hydrodynamiques nous ont conduits à résoudre numériquement l’équation du mouvement. A l’aide du modèle numérique (simple) que nous avons développé, nous avons trouvé que la vitesse moyenne de la particule est linéairement reliée à celle du fluide à forte vitesse : $u_s = Au_f(1 - \sqrt{N_{cr}/N})$, où A est une constante de proportionnalité ($A \approx 10 - 15$) et N_{cr} une valeur critique² du nombre sans dimension N [120].

Pour calculer la concentration de particules, une hypothèse³ souvent faite (mais non démontrée) est la suivante : l’eau exerce sur le fond une force motrice sur le sédiment τ (par unité de surface). Une partie de cette force est utilisée pour mettre en mouvement le matériau et la partie restante $\tau - \tau_c$ est transmise aux particules en mouvement sous forme d’un échange de quantité de mouvement⁴. En simplifiant, nous pouvons écrire que le transfert de quantité de mouvement est réalisé à travers le terme de traînée $C_D\pi a^2\rho_f(u_s - \bar{u}_f)^2/2$. Le nombre maximal de particules en mouvement n est donc :

$$n = \frac{\tau - \tau_c}{C_D\rho_f(u_s - \bar{u}_f)^2}$$

Comme on a $\tau \propto u_f^2$ et $u_s \propto u_f$, on tire qu’au fur et à mesure que la vitesse du fluide croît, le nombre de particules augmente en tendant vers un nombre constant (indépendant de la vitesse). En moyennant l’équation 5.4, on trouve que le débit solide vaut approximativement :

$$q_s = nh_s\bar{u}_s$$

où \bar{u}_s est la vitesse moyenne (sur toute la hauteur de saltation) des particules. A forte vitesse de la phase fluide, on trouve que le débit solide est proportionnel au débit liquide ; en revanche à faible vitesse, le débit q_s est une fonction non linéaire du débit liquide avec un effet de seuil.

1. Parmi les effets prépondérants, les actions hydrodynamiques comportent : un terme de traînée et un terme de portance ; parmi les effets secondaires, il faut considérer : les effets liés à la rotation de la particule (effet Magnus), les effets de masse ajoutée, la force de Basset, etc. Dans le cas présent, la complexité est accrue du fait de la présence d’une surface libre et de la taille relativement grande de la particule par rapport à la hauteur d’écoulement et aux échelles de turbulence.

2. Cette valeur n’a pas réellement de réalité physique. Elle s’interprète comme étant la valeur minimale de N pour qu’il y ait un transport par saltation mais en réalité, comme la mise en mouvement d’une particule ne donne pas immédiatement lieu à de la saltation (il y a d’abord du roulement), on ne peut pas mesurer en pratique N_{cr} .

3. Elle est connue sous le nom d’hypothèse de Bagnold.

4. voir § 2.3.1.

Un des problèmes du transport solide est que ce transport ne s'effectue pas sous une seule forme mais sous au moins deux formes : le roulement et la saltation (on n'évoque pas ici les particules en suspension). Si on se focalise sur la trajectoire d'une seule particule, on note que la transition d'un état à un autre ne se fait pas de manière brutale mais intermittente (voir par exemple Fig. 5.4). Il existe notamment toute une gamme de conditions d'écoulement pour lesquelles une particule peut se trouver aussi bien en saltation qu'en roulement. Pour rendre compte de ces changements d'idée, nous avons introduit l'idée que l'état de la particule (repos, roulement, saltation) constituait une variable aléatoire (dont la densité de probabilité dépend conditionnellement de la vitesse moyenne du fluide) prenant des valeurs discrètes (puisque ici on ne considère que trois états possibles). On peut considérer alors que la suite temporelle des états visités par la particule constitue une chaîne de Markov. J'ai montré que, de manière assez simple, il est possible de relier la probabilité de transition de cette chaîne à l'intensité de fluctuations du fluide et à la vitesse moyenne fluide. En utilisant les propriétés asymptotiques des chaînes de Markov, il est alors possible de déterminer la vitesse moyenne de la particule conditionnellement à la connaissance de la vitesse du fluide et sans se soucier de son état [119]. Une courbe théorique résultant de ce traitement est montré à la figure 5.5. Je crois qu'il faut voir là, plutôt qu'un simple artifice technique pour lisser une courbe, un changement plus radical de penser le transport solide : ne plus simplement chercher à le décrire à travers une relation univoque avec les conditions hydrauliques mais plutôt comme un ensemble de processus stochastiques.

5.4 Etude expérimentale du charriage torrentiel

L'objet des études expérimentales a été la mesure des caractéristiques du mouvement d'une seule particule dans un courant d'eau à forte pente.

5.4.1 Dispositif expérimental

Nous avons construit un canal de 2 m de long et 20 cm de haut, dont la largeur était ajustée de telle sorte qu'elle dépassait de 1 mm le diamètre des billes (voir Figure 5.2). Le canal pouvait être incliné d'un angle allant de 0 à 20° par rapport à l'horizontale. Différentes rugosités pouvaient être disposées sur le fond du canal. Le débit liquide était imposé à l'amont à l'aide d'un débitmètre. La plupart des mesures ont été réalisées par traitement d'images pour obtenir :

- la hauteur et le profil de vitesse de la phase fluide. Nous avons également fait des mesures de champ cinématique du fluide perturbé par la particule en saltation. La figure 5.3 donne un exemple de visualisation du champ de vitesse du fluide autour de la particule ;
- la vitesse instantanée, la position, et la trajectoire de la particule. Nous avons réalisé des statistiques sur les données issues de plusieurs trajectoires pour calculer les vitesses moyennes, les longueurs de saut, etc. ;
- le début de mise en mouvement.



Figure 5.2 *Vue du dispositif expérimental utilisé.*

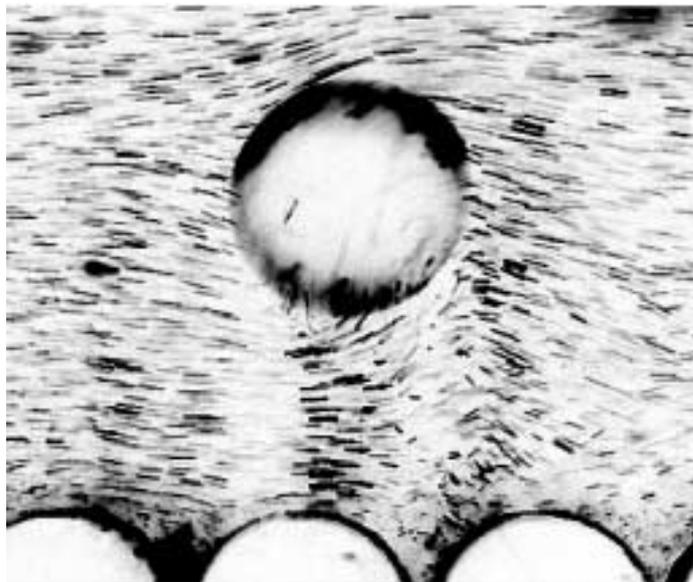


Figure 5.3 *Champ de vitesse du fluide autour de la particule. Le fluide avait étéensemencé de particules de polyamide et était éclairé en son centre par une tranche laser verticale. Il était filmé de côté par une caméra rapide.*

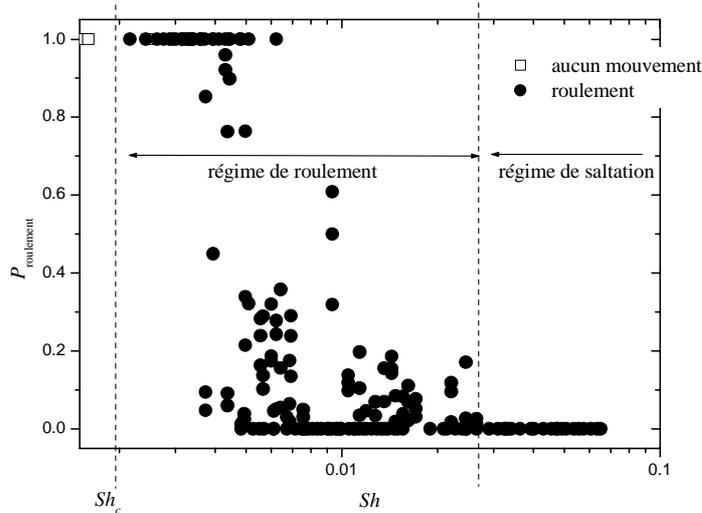


Figure 5.4 Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Shields.

5.4.2 Résultats

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps aux régimes du mouvement. Nous avons retrouvé avec notre dispositif l'existence de trois régimes d'écoulement : (i) l'arrêt, (ii) le roulement, (iii) la saltation. La figure 5.4 montre la probabilité d'observer une particule en roulement en fonction du nombre de Shields. Afin de faciliter la comparaison de ce diagramme avec les données fournies par d'autres auteurs, j'ai utilisé la forme usuelle du nombre de Shields, à savoir : $Sh = \tau / (2a\Delta\rho g)$, avec τ la contrainte fluide au fond du canal (en régime permanent : $\tau = \rho_f g h \sin \theta$). Il apparaît un premier nombre critique Sh_c marquant la transition entre arrêt et roulement ; une seconde valeur critique Sh_{cr} est liée au passage du régime de roulement à celui de saltation. Comme cela est apparent sur la figure 5.4 pour le passage roulement \rightarrow saltation, la transition ne se fait pas brutalement mais au contraire est étalée sur des plages relativement larges du nombre de Shields.

La figure 5.5 reporte la variation de la vitesse moyenne de la particule (\bar{u}_p) en fonction de la vitesse du fluide (u_f). Nous reportons également la courbe théorique obtenue en considérant que l'état de la particule constitue une chaîne de Markov. La vitesse asymptotique est une courbe régulière avec deux zones de variation bien distinctes. La première phase correspond au régime de roulement pur et elle n'est rencontrée expérimentalement que pour une plage limitée de vitesse du fluide (0.15–0.25 m/s sur la figure 5.5) ; pour cette phase la vitesse est équivalente (strictement) à la vitesse donnée par l'équation 5.5. Très rapidement, on observe un régime mixte, où le mouvement combinait à la fois du roulement et de la saltation, puis de la saltation (vitesse fluide supérieure à 0,5 m/s sur la figure 5.5).

A la figure 5.6, j'ai reporté la variation de la vitesse en fonction de la vitesse de cisaillement $u_* = \sqrt{\tau/\rho_f}$ pour différentes rugosités. L'influence de la pente a pu être introduite en divisant les vitesses par $\tan^{1/2} \theta$. On observe que, conformément aux simulations numériques, la vitesse de la particule varie linéairement avec la vitesse fluide u_* . On peut ainsi écrire : $u_p = A(u_* - u_{cr})$, où A est une constante (ici proche de 40) et u_{cr} la vitesse (fictive) de début de mise en mouvement pour des particules en saltation. Un point que

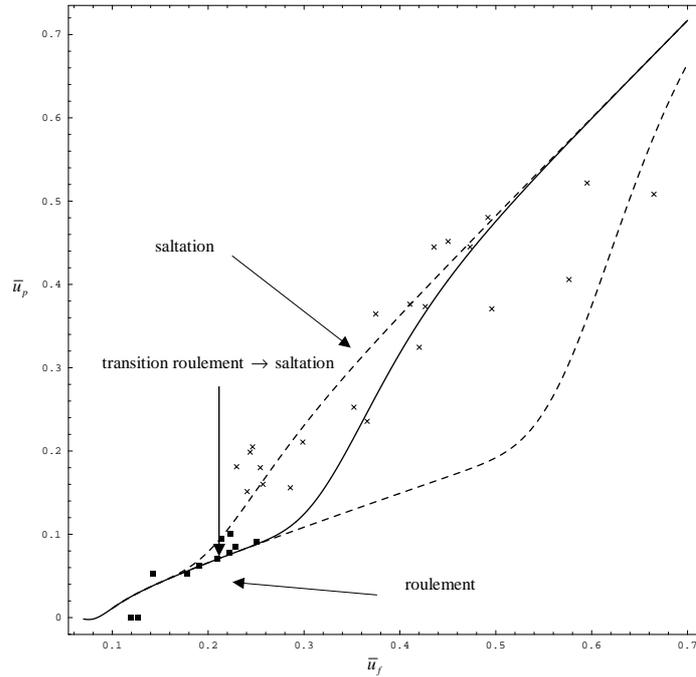


Figure 5.5 Variation du rapport de la vitesse moyenne de la particule sur la vitesse fluide en fonction de la vitesse fluide. Les expériences ont été réalisées avec des rugosités $\zeta = 1$ et $\tan \theta = 0.05$.

nous n'avons pas entièrement compris est qu'expérimentalement le coefficient A est trouvé bien plus grand que dans nos simulations numériques (A de l'ordre de 15) et que les autres valeurs données dans la littérature (A de l'ordre de 12, cf. [128]). L'influence de la rugosité sur la vitesse apparaît clairement sur la figure 5.6. Notamment, lorsqu'on utilise une rugosité composée de demi-cylindres de diamètre aléatoire, d'une part la vitesse moyenne est moindre et, d'autre part, les fluctuations de vitesse sont bien plus importantes que lorsque la rugosité est composée de demi-cylindres de diamètre identique à celui de la bille en mouvement. Du point de vue de la modélisation, les expériences sur fond aléatoire me semblent particulièrement instructives car elles montrent que la relation $u_p(u_*)$ est très bruitée. Au fur et à mesure qu'on étudiera des systèmes physiques proches de systèmes naturels, il conviendra de prendre en compte ces variations de vitesse⁵.

J'ai également reporté sur la figure 5.6 la vitesse de la particule quand elle est dans un régime mixte comportant du roulement et de la saltation. Le comportement de ce régime mixte apparaît nettement plus désordonné que dans le cas de la saltation pure ; aucune tendance nette n'apparaît pour caractériser la relation $u_p(u_*)$ même pour des rugosités régulières. Du point de vue de la modélisation, ces résultats sont instructifs car ils montrent qu'il n'y a guère d'espoir d'arriver à une description purement déterministe du régime mixte et justifie donc pleinement notre approche probabiliste (chaîne de Markov).

Sur la figure 5.7, j'ai reporté la variation de la hauteur de saltation h_s en fonction du nombre de Shields pour différentes rugosités. L'influence de la pente peut être prise en

5. Les essais en laboratoire à échelle réduite montrent en effet que, même dans un régime supposé permanent, le transport solide est très fluctuant et intermittent [129].

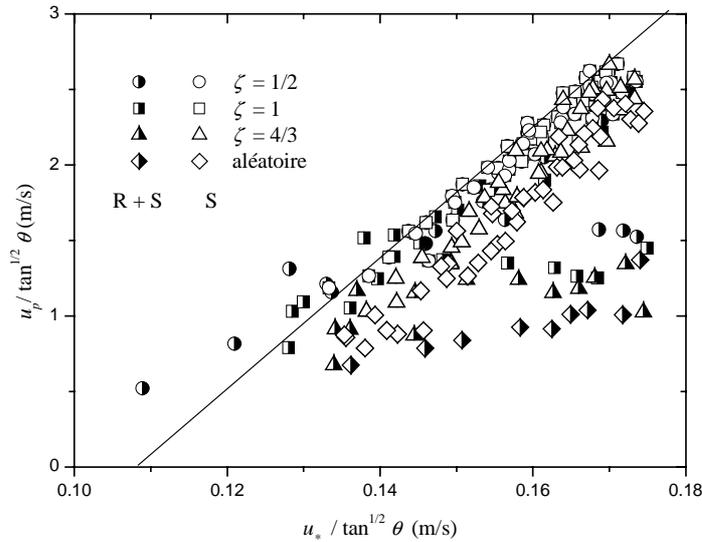


Figure 5.6 Variation de la vitesse de la particule en fonction de la vitesse de cisaillement sous une forme réduite $u_* / \tan^{1/2} \theta$.

compte en considérant le rapport $Sh \tan^{-4/5} \theta$. Contrairement à la vitesse, la rugosité n'a que peu d'influence sur la hauteur de saltation. On notera aussi que la dispersion des points expérimentaux est limitée pour $Sh \rightarrow 0$ alors qu'elle devient de plus en plus prononcée au fur et à mesure que le rapport $Sh / \tan^{4/5} \theta$ croît.

5.5 Bilan et perspectives

L'un des objectifs initiaux assignés avait été d'étudier un système le plus simple possible qui soit encore représentatif du transport solide (à forte pente). Malgré nos craintes, le dispositif expérimental s'est révélé être une schématisation correcte aussi bien de la turbulence au sein de l'écoulement d'eau dans le canal que du transport de particules.

Deux des enseignements que nous avons tirés de nos expériences sont :

- dans la gamme de conditions d'écoulement explorées, il n'y a pas de différences significatives dans les mécanismes du transport solide entre les faibles et fortes pentes. Et c'est là un résultat remarquable compte tenu de la pente du canal et de la faible hauteur d'eau (relativement à la taille des grains). Notamment les régimes d'écoulement (mise en mouvement, roulement, saltation) sont peu affectés par la pente du canal ;
- si on veut arriver à une description fine du transport solide, il faut soit prendre en compte tous les paramètres intervenant et détailler leurs actions réciproques (un tel souci de l'exhaustivité n'est guère possible quand on veut étudier un système naturel), soit considérer qu'il existe un comportement moyen dont on peut rendre compte assez simplement à l'aide d'un jeu d'équations relativement réduits et des déviations (fluctuations, intermittences, etc.) qui ajoutent du bruit.

Je rebondis sur la dernière remarque pour faire une analogie avec le mouvement brownien : l'équation de Langevin modélise le mouvement brownien d'une particule en écrivant que

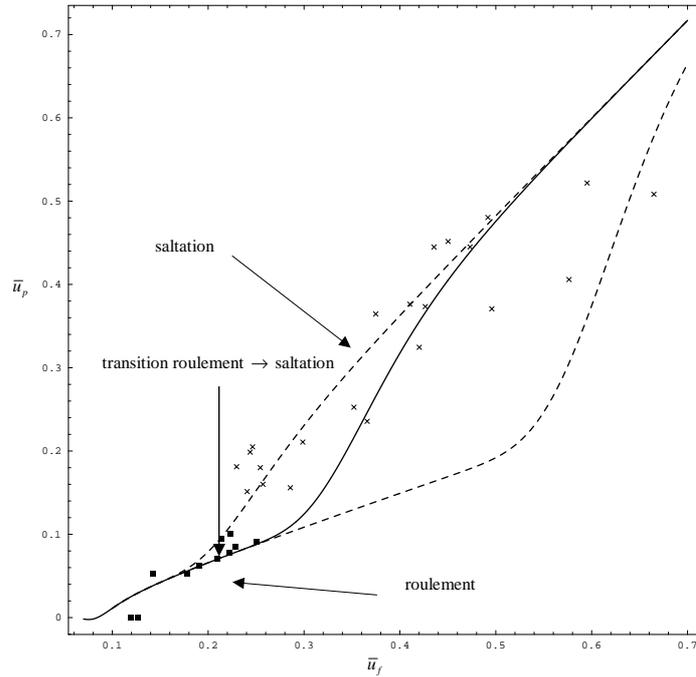


Figure 5.7 Champ de la hauteur de saltation en fonction du nombre de Shields.

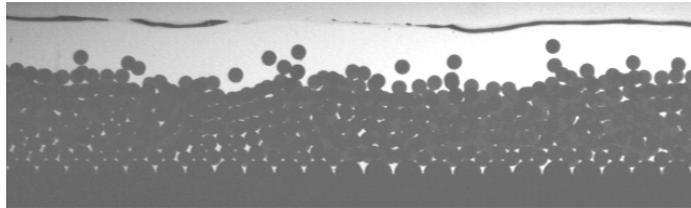


Figure 5.8 Image d'un transport d'une collection de particules.

la particule est soumise à (i) des actions très brèves et rapides dues aux collisions des molécules du solvant sur la particule, qu'on ne sait pas décrire dans le détail mais qu'on peut représenter par un processus stochastique, et (ii) des actions hydrodynamiques que l'on décrit par un force visqueuse de Stokes [130, 131].

Sur le plan théorique, j'examine avec Tobias BÖHM l'intérêt de l'emploi d'une approche de type Langevin pour le transport solide⁶ ; il s'agit là d'une généralisation du travail fait pour la modélisation du mouvement d'une seule particule à l'aide des chaînes de Markov. Sur le plan expérimental, nous avons commencé à examiner le mouvement d'une collection de particules. La figure 5.8 montre une image du mouvement d'un ensemble de particules sur un lit (dit "mobile", car les particules sont libres d'être entraînées ou déposées). Par rapport

6. Ce type d'approche, souvent désignée sous le nom de PDF (pour *probability density function*, car les variables physiques sont supposées être des variables aléatoires, dont on cherche la densité de probabilité) est de plus en plus utilisée en turbulence et pour les écoulements biphasiques [131]. L'équation-clé de la dynamique est une équation dite de Fokker-Planck, qui traduit l'évolution de la densité de probabilité en fonction des données du problème.

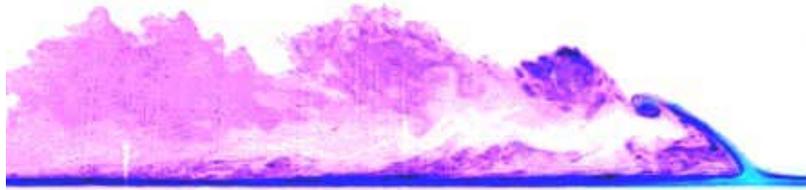


Figure 5.9 Modélisation au laboratoire du phénomène de “reprise”: une suspension saline s’écoule sur un fond (peu) incliné sur lequel repose une solution de glucose colorée. L’incorporation du fluide au repos se fait au niveau du front d’écoulement par une série de tourbillons qui aspire puis rejette le fluide derrière le front, où il se mélange.

à la thèse de Françoise BIGILLON, la difficulté sur le plan expérimental est principalement liée à (i) l’identification des particules en mouvement ou à l’arrêt et (ii) au passage entre une description lagrangienne du mouvement d’une particule à une vision eulérienne (c’est-à-dire qu’à la fin on souhaite connaître ce qui se passe dans la fenêtre de contrôle filmé par la caméra rapide sans se soucier des trajectoires individuelles). À terme cette approche devrait permettre une description beaucoup plus fine (et reposant sur des bases physiques) des mécanismes du transport solide.

J’ai assez peu évoqué au cours de ce chapitre les phénomènes de transport solide fortement transitoires tels qu’on les rencontre quand on veut modéliser l’incorporation de neige dans un aérosol (thèse de Marie CLÉMENT-RASTELLO). La figure 5.9 montre un exemple d’incorporation d’une couche de fluide dense dans un courant de densité. Dans ce cas de figure, je crois que le niveau de compréhension qualitative des phénomènes physiques en jeu est encore moins avancé que pour le transport solide torrentiel. En cause, c’est la compréhension de la manière dont se fait l’entraînement de particules et de son effet sur la dynamique global qui pose problème [132]. Les expériences de laboratoire réalisées par Marie CLÉMENT-RASTELLO montrent que l’entraînement se fait principalement au niveau du front (voir figure 5.9). Elle a proposé un petit modèle sur la structure tourbillonnaire pour quantifier à la fois l’entraînement et son effet sur la dynamique du courant; l’entraînement de particules E est lié à la vitesse de rotation des structures turbulences au niveau du front et, en première approximation, $E \approx U/h$, avec U la vitesse du front et h sa hauteur. Ce résultat tranche radicalement avec les hypothèses usuellement faites, selon lesquelles l’entraînement se fait par érosion sous le corps de l’écoulement; dans ce cas, il serait donc proportionnel à la surface au sol S du courant et la vitesse moyenne d’écoulement U_e : $E \approx U_e S$. Du travail reste encore à accomplir pour améliorer cette description de l’entraînement. L’enjeu est capital car l’observation d’avalanches en aérosol tend à montrer que c’est principalement la capacité de l’aérosol à s’alimenter en neige au cours de son écoulement qui lui confère une puissance destructrice.

En guise de synthèse

Un parcours

La plupart des chercheurs partagent leur activité de recherche avec une activité connexe, le plus souvent liée à l'enseignement. Durant mes années de thèse, j'ai pris en charge différents enseignements (Travaux dirigés et Travaux pratiques dans une école d'ingénieurs, Oraux en classes préparatoires, etc.). Puis, presque simultanément à mon recrutement en tant que chargé de recherche au Cemagref, j'ai opté pour une voie différente : le conseil en ingénierie, et plus particulièrement l'évaluation des risques induits par les avalanches et les crues torrentielles. J'ai donc eu l'occasion d'être aux deux bouts de la chaîne : à une extrémité la production des connaissances et, à l'autre, l'application des connaissances à des cas concrets. Quoiqu'intellectuellement difficile⁷ et exigeant, cet exercice m'a offert non seulement un plaisir réel mais également une meilleure vision des problèmes. A travers le présent mémoire, j'ai présenté deux voies d'investigation différentes, dont l'expérience des dernières années m'a montré l'intérêt.

Il y a pour l'ingénieur un réel besoin de disposer de modèles relativement simples, robustes, et efficaces pour déterminer (ou pré-déterminer) le fonctionnement d'un site (avalancheux ou torrentiel). Par "modèles simples", j'entends des modèles adaptés à un usage en ingénierie, c'est-à-dire qui couvrent les besoins de l'ingénieur et soient utilisables pour la plus large gamme possible de sites. Au chapitre 1, j'ai donné un exemple de "modèle intégrateur" dans le cas des avalanches ; il s'agit d'une modélisation très simple, mais qui tire ses racines de domaines très divers : systèmes dynamiques (déterministes), théorie du signal, statistique, etc. L'approche n'a en soi rien de nouveau puisqu'elle est à la base de nombreux "modèles de connaissance" de systèmes complexes [133] mais, à ma connaissance, elle reste assez peu appliquée en géophysique alpine⁸. J'ai en revanche plus de doute sur l'intérêt d'approches purement statistiques (par exemple corrélations entre distance d'arrêt et paramètres topographiques) ou déterministes (simulations numériques d'écoulement depuis la mise en mouvement à l'arrêt) tant sur le plan de la validité scientifique que de la possibilité de les appliquer dans des études d'ingénierie⁹.

Une chausse-trappe de la modélisation géophysique est le faible nombre de données disponibles. Outre des lacunes dans la compréhension des phénomènes naturels, la validation

7. A mon avis – et de ce que je tire de mon expérience –, la façon de s'en tirer est d'être une sorte de Mr Hyde et Dr Jeckyll : il faut dédoubler sa personnalité et ne surtout pas rester un bloc monolithique.

8. Signalons quand même à l'actif de l'équipe *Torrent* du Cemagref le modèle "Erosion des torrents en crue" (ETC), qui est une modélisation à grande échelle (échelle du bief) des processus hydrologiques et hydrauliques dans un bassin-versant torrentiel.

9. Le problème n'est pas de faire tourner les modèles (ceux-ci donnent en général toujours des résultats) mais de savoir quel crédit on peut accorder à leurs prédictions.

de modèles théoriques ou numériques est rendue particulièrement ardue. Une manière de compenser cela (en partie) est d'arriver à une meilleure connaissance des processus physiques. Je crois que l'approche rhéophysique le permet et j'espère que les quelques exemples donnés dans ce mémoire sont jugés probants par le lecteur.

Un grand chantier

Le chapitre 5 se terminait sur le transport de particules dans un courant. C'est pour moi le grand chantier actuel, presque une aventure où l'esprit de découverte frôle le spleen de l'explorateur. En parallèle, j'ai commencé à examiner le problème des écoulements instationnaires ; c'est presque un sentier balisé en comparaison du transport solide. Il reste pour moi quelques questions très ouvertes dans la modélisation des écoulements loin du régime permanent, notamment sur le rôle du front.

Bibliographie

- [1] Rallison, J.M. and Hinch, E.J., “Do we understand the physics in the constitutive equation?”, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **29** (1988) 37–55.
- [2] Hashin, Z., “Theory of mechanical behavior of heterogeneous media”, *Applied Mechanics Review*, **17** (1964) 1–9.
- [3] Beran, M.J., “Statistical Continuum Theories” (Interscience Publishers, New York, 1968) 423 p.
- [4] Batchelor, G.K., “Transport properties of two-phase materials with random structure”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **6** (1974) 227–255.
- [5] Johnson, A.M., “Physical Process in Geology” (Freeman, Cooper & Co, San Francisco, 1970) 577 p.
- [6] Ancey, C., “Snow avalanches” in *Geomorphological Fluid Mechanics: selected topics in geological and geomorphological fluid mechanics* coordonné par Balmforth, N.J. and Provenzale, A. (Springer, Berlin, 2001) 319–338.
- [7] Salm, B., Burkard, A. and Gubler, H., “Berechnung von FlieSSLawinen, eine Anleitung für Praktiker mit Beispielen”, rapport technique (Eigdenössichen Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Davos, 1990).
- [8] Ancey, C., Meunier, M. and Richard, D., “Détermination of the relationship between intensity and frequency of an avalanche.”, soumis à *Water Resources Research* (2001).
- [9] Ancey, C., Meunier, M. and Richard, D., “The inverse problem in avalanche-dynamics models”, soumis à *Water Resources Research* (2001).
- [10] Ancey, C., “Modélisation des écoulements gravitaires comme des solides déformables”, rapport technique (Cemagref, Grenoble, 2001).
- [11] Ancey, C. et Richard, D., “Détermination de l’aléa de référence”, rapport technique (Cemagref, Grenoble, 2001) 176 p.
- [12] Buser, O. and Frutiger, H., “Observed maximum run-out distance of snow avalanches and determination of the friction coefficients μ et ξ ”, *Journal of Glaciology*, **26** (1980) 121–130.
- [13] Gubler, H., “Measurements and modelling of snow avalanche speeds”, actes du colloque *Avalanche formation, movement and effects* (IAHS, Davos, 1987) 405–420.
- [14] Martinelli, M., Lang, T.E. and Mears, A.I., “Calculations of avalanche friction coefficients from field data”, *Journal of Glaciology*, **26** (1980) 109–119.
- [25] Savage, S.B., “Flow of granular materials” in *Theoretical and Applied Mechanics* coordonné par Germain, P., Piau, J.-M. and Caillerie, D. (Elsevier, 1989) 241–266.
- [16] Dent, J.D. and Lang, T.E., “A biviscous modified Bingham model of snow avalanche motion”, *Annals of Glaciology*, **4** (1983) 42–46.

- [17] Burkard, A. and Salm, B., “Die Bestimmung der mittleren Anrissmächtigkeit d_0 zur Berechnung von Fließlawinen”, rapport technique (IFENA, Davos, 1992).
- [18] Meunier, M., Ancey, C. and Naaim, M., “Mise au point d’une méthode de prédétermination statistique des cotes d’arrêt d’avalanches”, *La Houille Blanche*, **6-7** (2001) 92–98.
- [19] Kirsch, A., “An introduction to the mathematical theory of inverse problems” (Springer, New York, 1996) 282 p.
- [20] Calvetti, D., Morigi, S. and Reichel, L. and Sgallari, F., “Tikhonov regularization and the L-curve for large discrete ill-posed problems”, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, **123** (2000) 423–446.
- [21] Venkatesh, P.K., Cohen, M.H., Carr, R.W. and Dean, A.M., “Bayesian method for global optimization”, *Physical Review E*, **55** (1997) 6219–6232.
- [22] Venkatesh, P.K., “On Tikhonov regularisation”, *Physica A*, **284** (2000) 448–460.
- [23] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. and Flannery, B.P., “Numerical recipes in Fortran, the art of scientific computing” (Cambridge University Press, Cambridge, 1992) 963.
- [24] Hosmer, D.W. and Lemeshow, S., “Applied logistic regression” (Wiley interscience publications, New York, 1986) 304 p.
- [25] Savage, S.B., “Flow of granular materials” in *Theoretical and Applied Mechanics* coordonné par Germain, P. and Piau, J.-M. and Caillerie, D. (Elsevier, 1989) 241–266.
- [26] Lied, K. and Bakkehøi, S., “Empirical calculations of snow avalanche run-out distances based on topographic parameters”, *Journal of Glaciology*, **26** (1980) 165–177.
- [27] Lied, K. and Toppe, R., “Calculation of maximum snow avalanche runout distance based on topographic parameters identified by digital terrain models”, *Annals of Glaciology*, **13** (1989) 164–169.
- [28] McClung, D.M., “Extreme avalanche runout in space and time”, *Canadian Geotechnical Journal*, **37** (2000) 161–170.
- [29] McClung, D.M. and Mears, A.I., “Extreme value prediction of snow avalanche runout”, *Cold Regions Science and Technology*, **19** (1991) 163–175.
- [30] Barbolini, M. and Savi, F., “Estimate of uncertainties in avalanche hazard mapping”, *Annals of Glaciology*, **32** (2001) 299–305.
- [31] Keylock, C.J. and Barbolini, M., “Snow avalanche impact pressure - vulnerability relations for use in risk assessment”, *Canadian Geotechnical Journal*, **38** (2001) 227–238.
- [32] Bozhinskiy, A.N., Nazarov, A.N. and Chernouss, P.A., “Avalanches: a probabilistic approach to modelling”, *Annals of Glaciology*, **32** (2001) 255–258.
- [33] Zimmermann, M., Mani, P., Gamma, P., Gsteiger, P., Heiniger, O. and Hunizker, G., “Murganggefahr und Klimaänderung - ein GIS-basierter Ansatz” (VDF, Zürich, 1997)
- [34] Bernier, J., Parent, E. and Boreux, J.-J., “Statistique pour l’environnement : traitement bayésien de l’incertitude” (Tec & Doc, Paris, 2000) 363 p.
- [35] C. Ancey, “Rhéologie des écoulements granulaires en cisaillement simple – Application aux laves torrentielles granulaires”, thèse de l’Ecole Centrale de Paris (Paris, 1997).
- [36] Coussot, P. and Ancey, C., “Rheophysical classification of concentrated suspensions and granular pastes”, *Physical Review E*, **59** (1999) 4445–4457.
- [37] Coussot, P. and Ancey, C., “Rhéophysique des pâtes et des suspensions” (EDP Sciences, Les Ulis, 1999) 266 p.

- [38] Ancey, C. and Evesque, P., “Frictional-collisional regime for granular suspension flows down an inclined channel”, *Physical Review E*, **65** (2000) 8349–8360.
- [39] Ancey, C., Coussot, P. and Evesque, P., “A theoretical framework for very concentrated granular suspensions in a steady simple shear flow.”, *Journal of Rheology*, **43** (1999) 1673–1699.
- [40] Ancey, C., “Dry granular flow down an inclined channel: Experimental investigations on the frictional-collisional regime”, *Physical Review E*, **65** (2002) 11304.
- [41] Landau, L.D. and Lifschitz, E.M., “Mécanique des fluides” (Mir, Moscou, 1989) 752 p.
- [42] Kim, S. and Karrila, S.J., “Microhydrodynamics: principles and selected applications” (Butterworth-Heinemann, Stoneham, 1991) 507 p.
- [43] Batchelor, G.K., “The stress system in a suspension of free-forces particles”, *Journal of Fluid Mechanics*, **41** (1970) 545–570.
- [44] Batchelor, G.K. and Green, J.T., “The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 ”, *Journal of Fluid Mechanics*, **56** (1972) 401–427.
- [45] Batchelor, G.K. and Green, J.T., “The hydrodynamic interaction of two small freely-moving spheres in a linear flow field”, *Journal of Fluid Mechanics*, **56** (1972) 375–400.
- [46] Hinch, E.J., “An averaged-equation approach to particle interactions in a fluid suspension”, *Journal of Fluid Mechanics*, **83** (1977) 695–720.
- [47] Sangani, A., Mo, G., Tsao, H.K. and Koch, D.L., “Simple shear flows of dense gas-solid suspensions at finite Stokes numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, **313** (1996) 309–341.
- [48] Kumaran, V. and Koch, D.L., “Properties of a bidisperse particle-gas suspension. Part 2. Viscous relaxation time small compared with collision time”, *Journal of Fluid Mechanics*, **247** (1993) 643–660.
- [49] Kang, S.Y., Sangani, A., Tsao, H.K. and Koch, D.L., “Rheology of dense bubble suspensions”, *Physics of Fluids*, **9** (1997) 1540–1561.
- [50] Prochnow, M., Chevoir, F., Mills, P. and Jenkins, J.T., “Ecoulements granulaires denses sur un plan incliné : microstructure et loi de comportement”, actes du colloque *Physique et Mécanique des Matériaux Granulaires* coordonné par Chevoir, F. (Presses du LCPC, Paris, Champ-sur-Marne, 2000) 425–429.
- [51] Lundgren, T.S., “Slow flow through stationary random beads and suspensions of spheres”, *Journal of Fluid Mechanics*, **51** (1972) 273–299.
- [52] Joseph, D.D., Lundgren, T.S., Jackson, R. and Saville, D.A., “Ensemble averaged and mixture theory equations for incompressible fluid-particle suspensions”, *International Journal of Multiphase Flow*, **16** (1990) 35–42.
- [53] Christoffersen, J., Mehrabadi, M.M. and Nemat-Nasser, S., “A micromechanical description of granular behavior”, *Journal of Applied Mechanics*, **48** (1981) 339–344.
- [54] Cambou, B. and Jean, M. (coord.), “Micromécanique des matériaux granulaires” (Hermès Science, Paris, 2001) 330 p.
- [55] Cambou, B., Dubujet, P., Emeriault, F. and Sidoroff, F., “Homogenization for granular materials”, *European Journal of Mechanics A/solids*, **14** (1995) 255–276.
- [56] Cambou, B., Chaze, M. and Dedecker, F., “Change of scale in granular materials”, *European Journal of Mechanics A/Solids*, **19** (2000) 999–1014.
- [57] Vardoulakis, I. and Sulem, J., “Bifurcation Analysis in Geomechanics” (Blackie Academic & Professional, Glasgow, 1995) 462 p.

- [58] Germain, F., “Mécanique” (Ellipse, Paris, 1986) 427 p.
- [59] Zhang, D.Z. and Prosperetti, A., “Averaged equations for inviscid disperse two-phase flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, **267** (1994) 185–219.
- [60] Zhang, D.Z. and Prosperetti, A., “Momentum and energy equations for disperse two-phase flows and their closure for dilute suspensions”, *International Journal of Multiphase Flow*, **23** (1997) 425–453.
- [61] Russel, W.B., Saville, D.A. and Schowalter, W.R., “Colloidal dispersions” (Cambridge University Press, Cambridge, 1995) 525 p.
- [62] Kapur, P.C., Scales, P.J., Boger, B.V. and Healy, T.W., “A theoretical framework for the yield stress of suspensions loaded with size distributed particles”, *American Institute of Chemical Engineering Journal*, **43** (1997) 1171–1179.
- [63] Scales, P.J., Kapur, P.C., Johnson, S.B. and Healy, T.W., “The shear yield stress of partially flocculated colloidal suspensions”, *American Institute of Chemical Engineering Journal*, **44** (1998) 538–544.
- [64] Zhou, Z., Solomon, M.J., Scales, P.J. and Boger, D.V., “The yield stress of concentrated flocculated suspensions of size distributed particles”, *Journal of Rheology*, **43** (1999) 651–671.
- [65] van der Brule, B.H.A.A. and Jongshaap, R.J.J., “Modeling of concentrated suspensions”, *Journal of Statistical Physics*, **62** (1991) 1225–1237.
- [66] Savage, S.B. and Jeffrey, D.J., “The stress tensor in a granular flow at high shear stress rates”, *Journal of Fluid Mechanics*, **110** (1981) 255–272.
- [67] Savage, S.B., “The mechanics of rapid granular flows”, *Advances in Applied Mechanics*, **24** (1984) 289–366.
- [68] Campbell, C.S., “Rapid granular flows”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **22** (1990) 57–92.
- [69] Jenkins, J.T. and Savage, S.B., “A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles”, *Journal of Fluid Mechanics*, **130** (1983) 187–202.
- [70] Jenkins, J.T. and Hanes, H.M., “Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid”, *Journal of Fluid Mechanics*, **370** (1998) 29–52.
- [71] Allende, M. and Kalyon, D.M., “Assessment of particle-migration effects in pressure-driven viscometric flows”, *Journal of Rheology*, **44** (2000) 79–90.
- [109] Leighton, D. and Acrivos, A., “The shear-induced migration of particles in a concentrated suspension”, *Journal of Fluid Mechanics*, **181** (1987) 415–439.
- [73] Mills, P. and Snabre, P., “Rheology and structure of concentrated suspensions of hard spheres. Shear induced particle migration.”, *Journal de Physique II*, **5** (1995) 1597–1608.
- [74] Shauly, A., Wachs, A. and Nir, A., “Shear-induced particle migration in a polydisperse concentrated suspension”, *Journal of Rheology*, **42** (1998) 1329–1348.
- [75] Tetlow, N., Graham, A.L., Ingber, M.S., Subia, S.R., Mondy, L.A. and Altobelli, S.A., “Particle migration in a Couette apparatus: experiment and modeling”, *Journal of Rheology*, **42** (1998) 307–328.
- [76] Zarraga, I.E., Hill, D.A. and Leighton, D.T., “Normal stresses and free surface deformation in concentrated suspensions of noncolloidal spheres in a viscoelastic fluid”, *Journal of Rheology*, **45** (2001) 1065–1084; Zarraga, I.E., Hill, D.A. and Leighton, D.T., “The

- characterization of the total stress of concentrated suspensions of noncolloidal spheres in Newtonian fluids”, *Journal of Rheology*, **44** (2000) 185–221.
- [77] Mauri, A. and Papageorgiou, D.T., “The onset of particle segregation in plane Couette flows of concentrated suspensions”, *International Journal of Multiphase Flow*, **28** (2002) 127–136.
- [78] Fang, Z., Mammoli, A.A., Brady, J.F., Ingber, M.S., Mondy, L.A. and Graham, A.L., “Flow-aligned tensor models for suspension flows”, *International Journal of Multiphase Flow*, **28** (2002) 137–166.
- [79] Marchioro, M., Tanksley, M. and Prosperetti, A., “Flow of spatially non-uniform suspensions.; Part I: Phenomenology”, *International Journal of Multiphase Flow*, **26** (2000) 783–831.
- [80] Bender, J. and Wagner, N.J., “Reversible shear thickening in monodisperse and bidisperse colloidal dispersions”, *Journal of Rheology*, **40** (1996) 899–916.
- [81] Hoffman, R.L., “Explanations for the cause of shear thickening in concentrated colloidal suspensions”, *Journal of Rheology*, **42** (1998) 111–123.
- [82] Ancey, C., Coussot, P. and Evesque, P., “Examination of the possibility of a fluid-mechanics treatment for dense granular flows”, *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials*, **1** (1996) 385–403.
- [83] Claudin, P., “La physique des tas de sable”, thèse de doctorat (Parix XI (Paris Sud), Paris, 1999) 242 p.
- [84] Coppersmith, S.N., Liu, C.-H., Mahumdar, S., Narayan, O. and Witten, T.A., “Model for force fluctuations in bead packs”, *Physical Review E*, **53** (1996) 4673–4865.
- [85] Radjai, F. and Wolf, D., “Origins of static pressure in granular packings”, *Granular Matter*, **1** (1998) 3–8.
- [86] Radjai, F., Wolf, D., Jean, M. and Moreau, J.J., “Bimodal character of stress transmission in granular packings”, *Physical Review Letters*, **90** (1998) 61–64.
- [87] Darve, F., Hicher, P.-Y. and Reynouard, J.-M. (coord.), “Les géomatériaux : théories, expériences, et modèles” (Hermès, Paris, 1995) pp. 43–44.
- [88] Jenkins, J.T., “Rapid granular flow down inclines”, *Applied Mechanics Review*, **47** (1994) 240–244.
- [89] Anderson, K.G. and Jackson, R., “A comparison of the solutions of some proposed equations of motion of granular materials for fully developed flow down inclined planes”, *Journal of Fluid Mechanics*, **241** (1992) 145–168.
- [90] Abu-Zaid, S. and Ahmadi, G., “Analysis of rapid shear flows of granular materials by a kinetic model including frictional losses”, *Powder Technology*, **77** (1993) 7–17.
- [91] Schweiwiller, T. and Hutter, K., “On shear flow of cohesionless granular materials down an inclined chute” in *Advances in the mechanics and the flow of granular materials* coordonné par Shahinpoor, M. (Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, 1983) 613–640.
- [92] Savage, S.B., “Granular flows down rough inclined – Review and extension” in *U.S./Japan Seminar on new models and constitutive relations in the mechanics of granular materials* coordonné par Jenkins, J.T. et Satake, M. (Elseviers Science Publishers, Amsterdam, Ithaca, 1982) 261–282.

- [93] Cappart, H., Fraccarolo, L., Guarino, L., Armanini, A. and Zech, Y., “Granular temperature of loose bed debris flows” in *Debris Flow Conference* (Taipei, Taiwan, 2000), coordonné par G.F. Wieczorek et N.B. Nasser (Balkema, Rotterdam, 2000).
- [94] Mills, P., Loggia, D. and Tixier, M., “Model for a stationary dense granular flow along an inclined wall”, *Europhysics Letters*, **45** (1999) 733–738.
- [95] Pouliquen, O., “Scaling laws in granular flows down rough inclined planes”, *Physics of Fluids*, **11** (1999) 542–548.
- [96] Daerr, A., “Dynamical equilibrium of avalanches on a rough plane”, *Physics of Fluids*, **13** (2001) 2115–2124.
- [97] Daerr, A., “Dynamique des avalanches”, thèse de doctorat (Ecole Normale Supérieure, Paris, 2000).
- [98] Ancey, C., “Role of lubricated contacts in concentrated polydisperse suspensions”, *Journal of Rheology*, **45** (2001) 1421–1439.
- [99] Ancey, C. and Jorrot, H., “Yield stress for particle suspensions within a clay dispersion”, *Journal of Rheology*, **45** (2001) 297–319.
- [100] Ancey, C. and Coussot, P., “Transition frictionnelle/visqueuse pour une suspension granulaire”, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences de Paris*, **327** (1999) 515–522.
- [101] Barnes, H.A. and Nguyen, Q.D., “Rotating vane rheometry - a review”, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **98** (2001) 1–14.
- [102] Yeow, Y.L., Ko, W.C. and Tang, P.P.P., “Solving the inverse problem of Couette viscometry by Tikhonov regularization”, *Journal of Rheology*, **44** (2000) 1335–1351.
- [103] Yang, T.M.T. and Krieger, I.M., “Comparison of methods for calculating shear rates in coaxial viscometers”, *Journal of Rheology*, **22** (1978) 413–421.
- [104] Pashias, N. and Boger, D.V., “A fifty cent rheometer for yield stress measurement”, *Journal of Rheology*, **40** (1996) 1179–1189.
- [105] Acrivos, A., Mauri, R. and Fan, X., “Shear-induced resuspension in a Couette device”, *International Journal of Multiphase Flow*, **19** (1993) 797–802.
- [106] Chapman, B.K. and Leighton, D.T., “Dynamic viscous resuspension”, *International Journal of Multiphase Flow*, **17** (1991) 469–483.
- [107] Kuru, W. C., Leighton, D. T. and McCready, M. J., “Formation of waves on a horizontal erodible bed of particles”, *International Journal of Multiphase Flow*, **21** (1995) 1123–1140.
- [108] Leighton, D. and Acrivos, A., “Viscous resuspension”, *Chemical Engineering Science*, **41** (1986) 1377–1384.
- [109] Leighton, D. and Acrivos, A., “The shear-induced migration of particles in a concentrated suspensions”, *Journal of Fluid Mechanics*, **181** (1987) 415–439.
- [110] Wildemuth, C.R. and Williams, M.C., “A new interpretation of viscosity and yield stress in dense slurries: coal and other irregular particles”, *Rheologica Acta*, **24** (1985) 75–91.
- [111] Sengun, M.Z. and Probstein, R.F., “Bimodal model of slurry viscosity with applications to coal slurries. Part 1. Theory and experiment”, *Rheologica Acta*, **28** (1989) 382–393.
- [112] Sengun, M.Z. and Probstein, R.F., “Bimodal model of slurry viscosity with applications to coal slurries. Part 2. High shear limit behaviour”, *Rheologica Acta*, **28** (1989) 394–401.

- [113] Potanin, A.A., De Rooi, R., Van den Ende, D. and Mellema, J., “Microrheological modeling of weakly aggregated dispersions”, *Journal of Chemical Physics*, **102** (1995) 5845–5853.
- [114] Potanin, A.A. and Russel, W.B., “Fractal model of consolidation of weakly aggregated colloidal dispersions”, *Physical Review E*, **53** (1996) 3702–3709.
- [115] Doraiswamy, D., Mujumdar, A.N., Taso, I., Beris, A.N., Danforth, S.C. and Metzner, A.B., “The Cox-Merz rule extended: a rheological model for concentrated suspensions and other materials with a yield stress”, *Journal of Rheology*, **35** (1991) 647–685.
- [116] Iverson, R.M., “The physics of debris flows”, *Reviews of Geophysics*, **35** (1997) 245–296.
- [117] Coussot, P., Raynaud, J.S. and Ancey, C., “Combined MRI-Rheometry determination of the behavior of mud suspensions”, soumis à *Journal of Geophysical Research C*.
- [118] Bigillon, F., “Etude du mouvement bidimensionnel d’une particule dans un courant d’eau sur forte pente”, thèse de doctorat (Université Joseph Fourier, Grenoble, 2001).
- [119] Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Ducret, R. and Lanier, J., “Rolling motion of a single bead in a rapid shallow water stream down a steep channel.”, soumis à *Physical Review E*.
- [120] Ancey, C., Bigillon, F., Frey, P., Ducret, R. and Lanier, J., “Motion of a single bead in a rapid shallow water stream down an inclined steep channel.”, à paraître dans *Physical Review E*.
- [121] Bagnold, R.A., “The flow of cohesionless grains in fluids”, *Proceedings of the Royal Society of London*, **249** (1956) 235–296.
- [122] Parker, G., Fukushima, Y. and Pantin, H.M., “Self-accelerating turbidity currents”, *Journal of Fluid Mechanics*, **171** (1986) 145–181.
- [123] Alexandre, P., “Modélisation numérique de l’évolution du lit des torrents”, thèse de doctorat (Université Joseph Fourier, 1997).
- [124] Francis, J.R.D., “Experiments on the motion of solitary grains along the bed of a water stream”, *Proceedings of the Royal Society of London*, **A 332** (1973) 443–471.
- [125] Abbott, J.E. and Francis, J.R.D., “Saltation and suspension trajectories of solid grains in a water stream”, *Proceedings of the Royal Society of London*, **284** (1977) 225–254.
- [126] Niño, Y., Garcia, M. and Ayala, L., “Gravel saltation 1. Experiments”, *Water Resources Research*, **30** (1994) 1907–1914.
- [127] Ancey, C., Evesque, P. and Coussot, P., “Motion of a single bead on a bead row: theoretical investigations”, *Journal de Physique I*, **6** (1996) 725–751.
- [128] van Rijn, L., “Sediment transport, part I: bed load transport”, *Journal of Hydraulic Engineering*, **110** (1985) 1431–1456.
- [129] Koulinski, V., “Étude de la formation d’un lit torrentiel par confrontation d’essais sur modèle réduit et d’observations de terrain”, thèse de doctorat (Université Joseph Fourier, 1993).
- [130] Gardiner, C.W., “Handbook of stochastic methods” (Springer Verlag, Berlin, 1983) 442.
- [131] Minier, Jean-Pierre and Peirano, Eric, “The pdf approach to turbulent polydispersed two-phase flows”, *Physics Reports*, **352** (2001) 1–214.
- [132] Hopfinger, E.J., “Snow avalanche motion and related phenomena”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **15** (1983) 45–76.

- [133] Rapp, P.E.,Schmah, T.I. and Mees, A.I., “Models of knowing and the investigation of dynamical systems”, *Physica D*, **121** (1999) 133–149.

Curriculum vitae

Situation

Né le 6 septembre 1969, marié, 1 enfant.

Chargé de recherche (rhéologie) à l'unité de recherche *Erosion Torrentielle, Neige et Avalanche* du Cemagref (Grenoble).

Formation universitaire

- 1994–1997 : thèse de doctorat en mécanique à l'Ecole Centrale de Paris sous la direction de Pierre EVESQUE sur le sujet : “Rhéologie des écoulements granulaires en cisaillement simple”. Mention très honorable avec félicitations du jury. Jury : Pierre-Gilles DE GENNES (président), Robert BLANC (rapporteur), Félix DARVE (rapporteur), Alberto LAMBERTI, Pierre EVESQUE, Philippe COUSSOT. Date de soutenance : 18 novembre 1997.
- (1993–1994 : service militaire).
- 1989–1993 : scolarité à l'Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble. DEA de Mécanique à l'Institut National Polytechnique de Grenoble (mention B). DEUG de Philosophie à l'Université Pierre Mendès-France.
- 1987–1989 : classes préparatoires au lycée Champollion (Grenoble).

Liste de publications

Revue scientifique internationale

- C. ANCEY, F. BIGILLON, P. FREY, et J. LANIER : “Motion of a saltating bead in a rapid shallow water stream down an inclined steep channel”, à paraître dans *Physical Review E*.
- C. ANCEY : “Dry granular flow down an inclined channel: Experimental investigations on the frictional-collisional regime”. *Physical Review E* **65** (2002) 11304.
- C. ANCEY : “Role of lubricated contacts in concentrated polydisperse suspensions”. *Journal of Rheology* **45** (2001) 1421–1439.
- C. ANCEY et H. JORROT : “Yield stress for particle suspensions within a clay dispersion”, *Journal of Rheology* **45** (2001) 297–319.
- C. ANCEY et P. EVESQUE : “The frictional-collisional regime for granular suspension flows down an inclined channel”. *Physical Review E* **62** (2000) 8349–8360.

- C. ANCEY, P. COUSSOT et P. EVESQUE : “A theoretical framework for granular suspensions in a simple shear flow”, *Journal of Rheology* **43** (1999) 1673–1699.
- C. ANCEY et P. COUSSOT : “Transition frictionnelle/ visqueuse pour une suspension granulaire”, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences* **327** II B (1999) 515–522.
- P. COUSSOT et C. ANCEY : “Rheophysical classification of concentrated suspensions and granular pastes”, *Physical Review E* **59** (1999) 4445–4457.
- C. ANCEY, P. EVESQUE et P. COUSSOT : “Motion of a single bead on a bead row: Theoretical investigations”, *Journal de Physique I* **6** (1996) 725–751.
- C. ANCEY, P. COUSSOT, P. EVESQUE : “Examination of the possibility of a fluid-mechanics treatment for dense granular flows”, *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials* **1** (1996) 385–403.
- P. COUSSOT, S. PROUST, C. ANCEY : “Rheological and structural interpretation of mud, slurry and debris flow deposits”, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* **66** (1996) 55–70.

Articles soumis à des revues scientifiques internationales

- C. ANCEY, M. MEUNIER, et D. RICHARD : “The inverse problem in avalanche-dynamics models”, soumis à *Water Resources Research*.
- C. ANCEY, F. BIGILLON, P. FREY, et J. LANIER : “Rolling motion of a single bead in a rapid shallow water stream down an inclined steep channel”. Soumis à *Physical Review E*.
- C. ANCEY, M. MEUNIER, et D. RICHARD : “Determination of the relationship between intensity and frequency of an avalanche”, soumis à *Water Resources Research*.
- P. COUSSOT, J.S. Raynaud, et C. ANCEY, “Combined MRI-Rheometry determination of the behavior of mud suspensions”, soumis à *Journal of Geophysical Research C*.
- M. MEUNIER, C. ANCEY, et M. NAAIM : “Statistical probability predetermination of avalanche runout distances using a combination of deterministic model, well document database, and one variable conditional probability distribution”, soumis à *Journal of Glaciology*.

Ouvrages et sections d’ouvrage

- C. ANCEY (coord.), *Guide Neige et Avalanches*. 2^{nde} édition (Edisud, Aix-en-Provence, 1998) 320 p. [1^{ère} édition, 1996].
- P. COUSSOT et C. ANCEY, *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. (EDP Sciences, Les Ulis, 1999). 266 p.
- C. ANCEY (coord.), *Actes du séminaire de rhéologie*. Paris 19–20 mai 1998. (Cemagref éditions, Antony, 1998) 247 p.
- C. ANCEY, M. MEUNIER, et D. RICHARD, “Éléments d’hydraulique torrentielle pour l’ingénieur”, in *Risques naturels et patrimoine*, P. DELAGE et B. SCHREFLER (coord.), (Hermès, Paris, 2001) 21–44.
- C. ANCEY et F. RAPIN, “Nivologie pour l’ingénieur”, in *Risques naturels et patrimoine*, P. DELAGE et B. SCHREFLER (coord.), (Hermès, Paris, 2001) 45–68.

- C. ANCEY, “Le transport solide comme exemple d’écoulement biphasique”, in *Micromécanique des milieux granulaires*, J. Lanier (coord.), (Hermès, Paris, 2001) 155–182.
- C. ANCEY, “Debris flows and related phenomena”, in *Geomorphological Fluid Mechanics*, N. BALMFORTH et A. PROVENZALLE (coord.), Lecture Notes in Physics 582 (Springer Verlag, Berlin) 528–547.
- C. ANCEY, “Snow avalanches”, in *Geomorphological Fluid Mechanics*, N. BALMFORTH et A. PROVENZALLE (coord.), Lecture Notes in Physics 582 (Springer Verlag, Berlin) 319–338.
- C. ANCEY, “Introduction to rheology and application to rheology”, in *Geomorphological Fluid Mechanics*, N. BALMFORTH et A. PROVENZALLE (coord.), Lecture Notes in Physics 582 (Springer Verlag, Berlin) 52–78.
- P. COUSSOT et C. ANCEY, “Du magma à la neige”, in *Comprendre la rhéologie*, P. COUSSOT et J.-L. GROSSIORD (coord.). (EDP Sciences, Les Ulis, 2002) 137–157.

Revues techniques

- C. ANCEY et C. CHARLIER, “Quelques réflexions autour d’une classification des avalanches”, *Revue de Géographie Alpine* 84 (1996) 9–20.
- C. ANCEY, “Modélisation des avalanches denses, approches théorique et numérique”, *La Houille Blanche* 5/6 (1994) 25–39.
- C. ANCEY, F. RAPIN, E. MARTIN, C. COLEOU, M. NAAIM et G. BRUNOT: “L’avalanche de Péclerey du 9 février 1999”, *La Houille Blanche* 5 (2000) 34–42.
- M. MEUNIER, C. ANCEY, et M. NAAIM: “Mise au point d’une méthode de prédétermination statistique des cotes d’arrêt d’avalanches”, *La Houille Blanche* 6/7 (2001) 92–98.

Communication à des colloques

- C. ANCEY et M. NAAIM: “Modelisation of dense avalanches”, *Comptes Rendus de l’Université d’été*, Chamonix 1992 (ANENA, Grenoble, 1995).
- C. ANCEY et O. MARCO: “Les avalanches”, Actes du colloque *Structures internes et comportement des suspensions concentrées géologiques*, Montpellier 1995, Cemagref publications.
- C. ANCEY, P. COUSSOT, et P. EVESQUE: “Energy dissipation within dense granular flows down an inclined open channel”, actes du colloque *Powders and Grains*, Durham (1997) 475–479.
- C. ANCEY: “Rhéologie des laves torrentielles granulaires”, *séminaire EPFL sur les laves torrentielles*, février 1997.
- C. ANCEY: “La rhéologie des avalanches”, 7^o Table Ronde *Avalanche Control in Europe*, La Plagne, 1998.
- C. ANCEY: “Rhéologie des écoulements granulaires”, *actes du séminaire de rhéologie*, Paris 1998, Cemagref.
- C. ANCEY: “Rheology of debris flows: present understanding and perspectives”, *actes du séminaire Murgänge*, Zürich (1998).

- C. ANCEY, M. MEUNIER et C. CHARLIER : “Utilisation d’outils statistiques dans la détermination des scénarios de l’avalanche de référence et l’aide à la décision, actes du séminaire”. 8^o Table Ronde *Avalanche Control in Europe*, pp. 47–58, coordonné par R. BOLOGNÉSI et E. BASSETTI, Breuil (1999).
- F. BIGILLON, P. FREY, C. DUCOTTET, N. VIERIN, C. ANCEY, D. RICHARD, et J. LANIER : “Développement d’une technique d’analyse d’images pour la caractérisation du transport solide par charriage”. Actes du colloque *Fluvisu*. Toulouse, 1999, 275–280.
- F. BIGILLON, C. ANCEY, P. FREY, et J. LANIER : “2D-motion of a single bead down a water flow in a steep channel”, 25^{ème} de l’*European Geophysical Society*. Nice (2000).
- C. ANCEY : “Physique des écoulements granulaires secs le long de plans inclinés”, Actes du colloque *Physique et mécanique des matériaux granulaires*, coordonné par F. Chevoir, ENPC (2000) 365–370.
- F. RAPIN et C. ANCEY : “Conditions of two major avalanches at Chamonix in 1999 (France)”, *Proceedings of the International Snow Science Workshop* (2000) 509–513.
- C. ANCEY : “Le régime frictionnel-collisionnel dans les écoulements granulaires à surface libre”, *Actes du colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie: Rhéologie du Génie Civil et de l’Environnement*, Champ-sur-Marne (2001).
- M. RASTELLO, C. ANCEY, and E. HOPFINGER : “An experimental study of particle-driven gravity currents on steep slope with entrainment of particles”. 26^{ème} Assemblée de l’*European Geophysical Society*, Nice (2001). A paraître dans *Natural Hazards and Earth System Sciences*.
- J. P. MALET, A. REMAITRE, C. ANCEY, J. LOCAT, M. MEUNIER, et O. MAQUAIRE : “Caractérisation rhéologique des coulées de débris et des laves torrentielles du bassin marneux de Barcelonnette (Alpes-de-Haute-Provence, France).”, Actes du colloque du Groupe Français de Rhéologie *Rhéologie du Génie Civil et de l’Environnement*, Marne-la-Vallée (2001). A paraître dans *journal de Rhéologie*.
- E. HOPFINGER, M. RASTELLO, et C. ANCEY : “Simulation of powder snow avalanches”, 54th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, Meeting of the American Physical Society, San Diego (2001).
- C. ANCEY : “Recent progress in the rheophysics of geosuspensions: the role of particle networks” (conférencier invité), 27^{ème} Assemblée de l’*European Geophysical Society*, Nice (2002).
- M. RASTELLO, H. BELLOT, D. VIONNET, E. HOPFINGER, and C. ANCEY : “Comparison of two physical modelisations of powder-snow avalanches”, 27^{ème} Assemblée de l’*European Geophysical Society*, Nice (2002).
- C. ANCEY : “Role of particle network in concentrated mud suspensions”, 3rd International Conference on Debris Flow Hazards Mitigation, Davos (2003).
- P. COUSSOT et C. ANCEY : “Combined MRI-Rheometry determination of the behavior of mud suspensions”, 3rd International Conference on Debris Flow Hazards Mitigation, Davos (2003).
- R. MARTINO et C. ANCEY : “Experimental analysis on the rheological properties of a debris flow deposit”, 3rd International Conference on Debris Flow Hazards Mitigation, Davos (2003).

- A. REMAÎTRE, C. ANCEY, et O. MAQUAIRE : “Study of debris flows triggering by a rheological investigation, example of the Faucon stream (Alpes-de-Haute-Provence, France)”, 3rd International Conference on Debris Flow Hazards Mitigation, Davos (2003).

Revue de vulgarisation

- C. ANCEY : “Avalanches : dangers réels et dangers perçus par le skieur”, *Sommets* 2 (1994) 29–35.
- C. ANCEY : “Quelle place pour l’enseignement de la nivologie?”, *Sommets* 3 (1994) 21-24.
- C. ANCEY : “Le bloc norvégien, un moyen complémentaire d’analyse du risque local d’avalanches”, *La Montagne & Alpinisme* 1996-1 (1996) 64.
- P. COUSSOT, H. VAN DAMME, et C. ANCEY : “Les pâtes granulaires”, *Pour la Science* juillet 2000, 34-42.
- C. ANCEY, F. RAPIN, E. MARTIN , C. COLEOU , M. NAAIM et G. BRUNOT : “L’avalanche de Péclerey du 9 février 1999”, *Neige et Avalanches* 92 (2000) 12-17.
- C. ANCEY : “L’analyse fréquentielle en nivologie : quel enjeu?”. *Neige et Avalanches* 94 (2001) 12-16.

Mémoires et rapports

- C. ANCEY : “Modélisation des aérosols”. Rapport interne. Octobre 2000. 45 p.
- C. ANCEY et D. RICHARD : “Détermination de l’aléa de référence”. Rapport scientifique final DPPR. Mai 2001. 176 p.
- F. BIGILLON et C. ANCEY : “Lois d’écoulement microstructurelles du transport solide par charriage”. Rapport scientifique final CPER. Août 2001. 152 p.
- C. ANCEY : “Guide de la rédaction scientifique”. Rapport interne (session de formation des thésards). Janvier 2001. 76 p.

Activités liées à la recherche

Encadrement

- Thésards : Françoise BIGILLON (directeur de thèse : Jack LANIER, thèse soutenue en octobre 2001); Marie CLÉMENT-RASTELLO (directeur de thèse : Emil HOPFINGER, thèse à soutenir à l’automne 2002); Laetitia LE RALLEC (directeur de thèse : Jean-Luc REBOUT, étudiante démissionnaire); Tobias BÖHM (directeur de thèse : Jean-Luc REBOUT, étudiant recruté en février 2002).
- Stagiaires : Christian GERVASONI (2001, Politecnico di Milano), Emmanuel EGIUNTA (2000, IUT Statistique), Céline BLENNER (1999, ENSHMG), Mathias ECHEVIN (1999, Maîtrise de mécanique), Laetitia BILLET (1999, ISTG), Sandie BENSUSSAN (1998, ISTG), Hélène JORROT (1998, Maîtrise de physique), Stéphanie VILLARET (1999, Maîtrise de physique).

Enseignements

- 1994-95 :
 - Colles de physique au lycée Champollion de Grenoble (math sup. et math spé., 2 h/semaine). Resp. : monsieur et madame RICHOUX.
 - Enseignement (TP) en mécanique des milieux continus à l'ENSHMG (photoélasticimétrie, gyroscope, extensométrie). Resp. : J.-M. PIAU et Y. DELANNOY.
- 1995-96 :
 - Enseignement (TP) en mécanique des milieux continus à l'ENSHMG (photoélasticimétrie, extensométrie). Resp. : Y. DELANNOY .
 - Colles de physique au lycée Champollion de Grenoble (math sup. et math spé., 3 h/semaine). Resp. monsieur RICHOUX.
- 1996-97 :
 - Enseignement de mécanique des sols à l'ENSHMG (TD de géomécanique). Resp. : F. DARVE.
 - Organisation du module GHO à l'ENSHMG (remplacement de P. FORAY).
 - Colles de physique au lycée Champollion de Grenoble (math sup. et math spé., 3 h/semaine). Resp. : monsieur RICHOUX.
- 1997-98 :
 - Enseignement de mécanique des sols à l'ENSHMG (TD de géomécanique). Resp. F. DARVE.
 - Colles de physique au lycée Champollion de Grenoble (math sup. et math spé., 3 h/semaine). Resp. : monsieur RICHOUX.

Séminaires invités

- PPF *Risques Naturels et Vulnérabilité des Ouvrages*: l'approche rhéophysique en géophysique. Décembre 2001.
- Collège de France: les écoulements gravitaires rapides. Complément de cours aux conférences présentées par Pierre-Gilles DE GENNES. Février 1999.
- Ecole Nationale Supérieure de Lyon: Snow avalanches. Conférence dans le cadre de l'école d'été Granular Geomorphology. Septembre 1998.
- CNRS-CEA Grenoble: physique des écoulements gravitaires rapides. Mars 1999.
- LCPC Champ-sur-Marne (UMR LCPC -CNRS 113): Rhéologie des écoulements granulaires en cisaillement simple. Mars 1998.

Organisation de colloques et écoles

- Colloque "Rhéologie: applications à l'agroalimentaire, à la géomécanique, et à l'environnement", Cemagref (ENGREF, Paris, mai 1998).
- "Geomorphological Fluid Mechanics", Saint-Oyen (Italie) 19–30 juin 2000. Chargé des cours sur la physique des avalanches et les laves torrentielles.
- Colloque "Rhéologie pour le génie civil et l'environnement" (colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie, Marne-la-Vallée, octobre 2001). Membre du comité d'organisation.

Jury de thèse

Eric BARDOU “Modélisations des laves torrentielles : formation, propagation, extension”.
30 octobre 2001 (EPFL).

Animation scientifique

- Animateur du réseau Mécanique des milieux continus au Cemagref : organisation de séminaires internes, diffusion de l’information, représentant de l’établissement auprès du *Groupe Français de Rhéologie* (notamment pour l’organisation des journées du GFR 2001 “rhéologie des fluides du génie civil et de l’environnement”). Représentant de l’établissement auprès du GdR *Milieux divisés et granulaires* (MIDI).
- Membre de l’*Association nationale pour l’étude de la neige et des avalanches* (ANENA) ; membre de la *Society of Rheology*.
- Membre du comité éditorial de la revue *Neige et Avalanches* publiée par l’ANENA.
- Membre de l’*International Advisory Committee of the Debris-Flow Hazards Mitigation Society* (subcommittee of the American Society of Civil Engineers).
- Membre du comité de l’*Association pour l’étude de la micromécanique des milieux granulaires* (organisation des colloques quadriennaux *Powders and Grains*).

Projets de recherche 1998–2001

- Participant au projet européen “Debris Flow Risk” (EBV4-96-0253 DG12-D) sous pilotage Université de Bologne (prof. A. LAMBERTI). Contribution sur la rhéologie des laves torrentielles granulaires
- Chef de projet de “Rhéologie des laves torrentielles” (PNRN 1998–99)
- Chef de projet “Lois d’écoulement microstructurelles du charriage torrentiel” (1997–99)
- Chef de projet “Modélisation microstructurelle des avalanches en aérosol” (2000–01)
- Participant au projet “Phénomènes transitoires dans les écoulements de suspensions : quelle influence sur la dynamique globale?”. Pilotage : UMR 113 LCPC-CNRS (Dr P. COUSSOT). 2001–2002
- Participant à l’ACI “Risques naturels”. Pilotage : FAST (Dr P. GONDRET). 2001–2003.
- Participant au projet de création d’un IFR (actuellement projet au stade Programme Pluri-Formation) “Risques naturels et vulnérabilité des ouvrages”. Pilotage : J. MAZARS (L3S, Grenoble).
- Chef de projet “SLIDE. Occurrence of catastrophic debris flows from landslides: Evaluation of the hazard” déposé dans le cadre du 5^e PCRD (soumis en 2001).

Divers

Relecteur pour *Journal of Rheology* (1), *Physical Review E* (3), *Physical Review Letters* (1), *Journal of Fluid Mechanics* (1), *Journal de Rhéologie* (1).

Activités liées vers le transfert vers l'ingénierie

- Nov. 1997–juin 1998 : consultant auprès du cabinet d'ingénieur-conseil *Diadème Ingénierie*.
- Depuis juillet 1998 : consultant au sein de l'association d'ingénieurs-conseils *Toraval* dans le cadre de la loi de 1936 et de la loi Allègre sur l'innovation et le transfert. Environ 40 missions de conseil.
- Chef de projet sur deux expertises commandées par l'Etat : “Protection paravalanche de Saint-Hilaire-du-Touvet” (1998) et “Analyse de l'avalanche catastrophique de Montroc” (1999).
- Participation à des écoles européennes organisées par le *Pôle grenoblois sur les risques naturels pour le transfert vers l'ingénierie* (Saint Niklaus 1997).