

3^{ème} rapport annuel du programme de recherche relatif aux :

Interactions entre écoulements à surface libre de fluides complexes et un obstacle.

Application aux laves torrentielles et aux avalanches de neige dense.



<p>Responsable scientifique du projet : Didier RICHARD</p>

<p>Signature du responsable scientifique :</p>

Rédaction : D. Laigle, D. Tiberghien, R. Bouvarel, M. Naaim

Programme de recherche relatif aux :
Interactions entre écoulements à surface libre de fluides complexes et un obstacle.
Application aux laves torrentielles et aux avalanches de neige dense.

Etablissement ou organisme gestionnaire présentant le projet: **Cemagref Grenoble, 2 rue de la Papeterie, BP 76, 38402 Saint Martin d'Hères, cedex**

Responsable du projet **Dominique LAIGLE**

Adresse électronique : dominique.laigle@cemagref.fr

Téléphone : 04 76 76 28 05

Fax : 04 76 51 38 03

Laboratoire :

Cemagref, unité de recherche Erosion Torrentielle, Neige et Avalanches

2 rue de la Papeterie BP 76

38402 Saint Martin d'Hères, cedex

Préambule

Ce rapport présente l'ensemble des travaux scientifiques développés dans le cadre du contrat « interactions entre écoulements de fluides complexes et un obstacle ». Il s'articule en deux parties :

La partie I traite de l'interaction entre écoulements à surface libre de fluides viscoplastiques et un obstacle. Son domaine d'application est celui des laves torrentielles boueuses (page 4)

La partie II traite de l'interaction entre écoulements à surface libre de matériaux granulaires et un obstacle. Son domaine d'application est celui des laves torrentielles granulaires et des avalanches de neige dense (page 164)

Partie I

Interactions entre écoulements de fluides viscoplastiques et un obstacle

Domaine d'application : les laves torrentielles

Enjeux de la recherche

Les risques naturels en montagne résultent de l'occurrence de phénomènes gravitaires rapides tels que, notamment : les crues torrentielles, les avalanches de neige, les chutes de blocs, ou les écroulements. Ces phénomènes peuvent engendrer des pertes humaines (cf. avalanche de Montroc en 1999) et des dégâts matériels considérables (habitations et infrastructures détruites, voies de communications coupées, etc.). En l'état actuel des connaissances, ces phénomènes restent très largement imprévisibles. De telle sorte que la protection contre les catastrophes qu'ils peuvent engendrer, passe très largement par la prévention. D'un point de vue technique, cette prévention repose sur deux types de mesures que l'on qualifiera de structurelles et de non-structurelles. Les mesures structurelles incluent tous les types d'ouvrages (génie civil mais aussi génie biologique par exemple) permettant d'empêcher la formation du phénomène ou d'en réduire l'ampleur, de freiner, stopper ou dévier leur propagation et donc globalement d'en réduire les conséquences fâcheuses à l'aval. Les mesures non-structurelles s'attachent à réduire la vulnérabilité. Elles sont par exemple de nature réglementaire (cf. les PPR) et reposent très largement sur la capacité à prédéterminer les conséquences potentielles d'un phénomène (zone d'extension, contraintes générées sur les structures...) en termes notamment de dommages générés. En d'autres termes, la prévention repose en premier lieu sur une bonne caractérisation préalable de l'aléa et plus précisément sur son zonage. Elle repose également largement sur la mise en place d'ouvrages de protection dont la conception et le dimensionnement doivent être adaptés à la nature et à l'intensité des phénomènes. A titre d'illustration, le tableau 1 présente une estimation des dommages possibles engendrés par une lave torrentielle en fonction de son intensité (*Armines, 2002*)

Scénario d'intensité	Volumes associés et dommages possibles
<i>Faible à modérée</i>	$V < 10^3 \text{ m}^3$. Dommages limités
<i>Moyenne</i>	$10^3 \text{ m}^3 < V < 5.10^4$. Dommages aux structures dans le lit du torrent. Quelques conséquences sur le cône de déjection et la vallée principale.
<i>Forte ou catastrophique</i>	$V > 5.10^4 \text{ m}^3$. Dommages importants, plages de dépôt comblées, digues de protection submergées, dommages sur les habitations et les infrastructures

Tab 1-Dommages possibles engendrés par une lave torrentielle en fonction de son intensité.

Des modèles développés notamment par l'unité de recherche ETNA du Cemagref permettent maintenant de mieux appréhender les caractéristiques des laves torrentielles au terrain. Toutefois, ces modèles ne permettent pas encore de tenir compte explicitement de la présence d'un ouvrage de protection existant ou en projet ou de tout autre type d'obstacle (bâtiment, infrastructure...). La méconnaissance des conséquences « hydrauliques » de la présence d'un obstacle sur l'écoulement ne le permet pas encore. De la même façon, une grande méconnaissance subsiste sur l'intensité des contraintes potentiellement générées par un écoulement sur une structure, qu'elle soit de protection ou non. De telle sorte que, encore actuellement, le dimensionnement de telles structures répond à des règles essentiellement empiriques et que les dommages potentiellement occasionnés ne peuvent être estimés a priori.

Afin de combler cette méconnaissance et donc de pouvoir apporter des améliorations substantielles aux règles de conception et de dimensionnement des ouvrages de protection contre les laves torrentielles, il s'est avéré nécessaire dans un premier temps de caractériser de façon précise, par un travail de recherche approfondi, le phénomène d'interaction entre ces écoulements naturels et des obstacles. Une telle caractérisation est l'objectif général du présent projet de recherche.

**Travail de thèse de Didier Tiberghien, Ecole Doctorale
« Terre, Univers, Environnement » de l'Université Joseph
Fourier, Grenoble 1, soutenu le 14 décembre 2007 :**

**Etude expérimentale de l'interaction d'un
écoulement à surface libre de fluide à seuil avec
un obstacle
Application aux laves torrentielles boueuses**

Liste des principaux symboles

- κ : consistance du fluide
 τ_c : contrainte seuil du fluide
 n : paramètre n du fluide
 ρ : densité du fluide
 g : gravité
 α : pente du canal
 \underline{V} : vecteur vitesse de l'écoulement
 \bar{V} : vitesse débitante
 E : écart type
 Q : débit par unité de largeur
 H : hauteur de l'écoulement
 H_0 : hauteur de l'écoulement au voisinage de l'obstacle
 h : hauteur de l'écoulement au dessus de la zone morte
 h_{jet} : hauteur du jet
 y_0 : hauteur du plug
 H_{obs} : hauteur de l'obstacle
 H_b : nombre d'Herschel-Bulkley de l'écoulement
 G : nombre G de l'écoulement
 Fr : nombre de Froude de l'écoulement
 N_{obs} : nombre d'aspect de l'obstacle
 R_G : nombre de Reynolds généralisé de l'écoulement
 τ_p : contrainte au fond de l'écoulement
 σ : contrainte
 $\dot{\gamma}$: taux de cisaillement
 γ : déformation
 Ω : vitesse de rotation
 C : couple
 e : entrefer
 L_0 : longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle
 L_{ZM} : longueur de la zone morte
 H_{ZM} : hauteur de la zone morte
 A^* : aire adimensionnée de la zone morte
 θ : caractéristique géométrique de la zone morte
 \underline{F}_p : vecteur force exercée par l'écoulement sur la zone morte
 \underline{F}_f : vecteur force exercée par le fond sur la zone morte
 \underline{P} : vecteur poids de la zone morte
 \underline{F}_{obs} : vecteur force exercée par l'obstacle sur la zone morte
 F_1 : force mesurée par le capteur 1
 F_2 : force mesurée par le capteur 2

$S_{partie.sensible}$: surface de la partie sensible du capteur

P_{obs} : pression exercée sur l'obstacle

C_x : coefficient de traînée

C_T : équivalent du coefficient de traînée

P_μ : puissance visqueuse dissipée par unité de largeur

Γ : charge de l'écoulement

ζ : coefficient de perte de charge singulière

Chapitre 1

CONTEXTE GENERAL

Ce chapitre a pour objectif de présenter le contexte général de l'étude.

La première partie est consacrée à une présentation succincte des caractéristiques générales des laves torrentielles boueuses, le phénomène étudié dans ce travail.

Le contexte scientifique de l'étude fait ensuite l'objet d'une deuxième partie. Nous y proposons une synthèse des principaux travaux réalisés à ce jour sur les laves torrentielles.

Comme l'étude des phénomènes naturels de grande ampleur nécessite l'utilisation de modèles réduits, nous présentons dans la troisième partie l'ensemble des paramètres à respecter pour que les résultats obtenus à échelle réduite puissent être appliqués à des phénomènes grandeur nature.

La quatrième partie présente enfin les objectifs de l'étude que nous avons réalisée.

I/ Caractéristiques générales des laves torrentielles

1.1/ Contexte

Les laves torrentielles se présentent sous forme de coulées boueuses et rocailleuses. Elles se forment en amont des torrents de montagne, généralement à la suite de longues ou fortes pluies et si la matière solide mobilisable existe en quantité suffisante [1, 2, 3]. Après avoir parcouru plusieurs kilomètres dans le lit du torrent, les laves torrentielles parviennent dans les vallées. Elles se déposent et se dispersent parfois au niveau du cône de déjection, là où se concentrent souvent des infrastructures humaines. Chaque année, les laves torrentielles nécessitent des interventions coûteuses pour dégager des routes submergées, rebâtir des ouvrages de correction torrentielle et, de manière plus exceptionnelle, des habitations endommagées. Les laves torrentielles qui ont touché le site du Fer à Cheval dans la vallée du Giffre en Haute-Savoie depuis l'été 2003 en sont un exemple caractéristique [4]. Sans causer de dégâts majeurs, ces laves torrentielles à répétition ont exigé d'importants travaux de curage du torrent concerné et le réagencement de l'accès au site. Même si les laves torrentielles font peu de victimes en Europe dans la plupart des cas, certains événements d'une ampleur exceptionnelle viennent rappeler leur potentiel dévastateur. En Espagne, une lave torrentielle causa ainsi la mort de 84 personnes en 1996 à Biescas dans la vallée du Gallego. En Italie, un événement similaire fit 161 victimes en 1998 à Sarno [5].



Fig. 1.1 - Dépôt d'une lave torrentielle dans la vallée du Valgaudemar, été 2002. Photo H. Bellot, Cemagref.

En France, c'est le service de Restauration des Terrains de Montagne, dépendant de l'Office National des Forêts, qui est chargé de gérer les risques naturels liés au milieu montagnard. Il a été mis en place lorsque les pouvoirs publics se sont lancés dans une vaste politique de lutte contre l'érosion. Cette décision fit suite à une série de crues catastrophiques qui se sont produites dans les années 1850 et 1860 à cause du défrichement. Les mesures mises en œuvre ont d'abord consisté en un reboisement artificiel pour ensuite se diversifier grâce au génie biologique et au génie civil. Depuis la fin du 19^e siècle, l'amélioration des connaissances sur les phénomènes naturels a permis de mettre en place plus facilement des mesures pour se protéger des risques naturels. Aujourd'hui, la prévention contre les phénomènes naturels repose sur deux types de mesures que l'on qualifie de structurelles et de non-structurelles. Les mesures structurelles incluent tous les types d'ouvrages (génie civil mais aussi génie biologique par exemple) permettant d'empêcher la formation du phénomène ou d'en réduire l'ampleur, de freiner, stopper ou dévier leur propagation et donc globalement d'en réduire les conséquences fâcheuses à l'aval. Les mesures non-structurelles s'attachent à réduire la vulnérabilité. Elles sont de nature réglementaire et reposent très largement sur la capacité à prédéterminer les conséquences potentielles d'un phénomène : zone d'extension, et contraintes générées sur les structures par exemple. Comme exemple de mesure non-structurelle, on peut citer le Plan de Prévention des Risques qui inclut un volet de

réglementation de l'urbanisation dans les zones exposées aux risques naturels. La prévention repose donc à la fois sur une bonne caractérisation préalable de l'aléa, en particulier sur son zonage, et également sur la mise en place d'ouvrages de protection dont la conception et le dimensionnement doivent être adaptés à la nature et à l'intensité des phénomènes.

Des modèles, dont ceux développés par l'unité de recherche ETNA* du Cemagref, permettent désormais de mieux appréhender le comportement et la trajectoire des laves torrentielles. Néanmoins, comme on ne connaît pas encore les conséquences « hydrauliques » qu'un obstacle produit sur l'écoulement, ces modèles n'offrent toutefois pas la possibilité de tenir compte de la présence d'un ouvrage de protection existant ou en projet, ou de tout autre type d'obstacle (bâtiment, infrastructure...). De la même façon, l'intensité des contraintes potentiellement générées par un écoulement sur une structure, qu'elle soit de protection ou non, n'est pas précisément connue, ce problème n'ayant fait l'objet que de très peu d'études particulières. De ce fait, le dimensionnement de telles structures répond encore actuellement à des règles essentiellement empiriques et les dommages qui pourraient être occasionnés ne peuvent pas être estimés a priori de façon précise.

1.2/ Morphologie et régime de l'écoulement

« A mes pieds, le lit du torrent, profond de 8 m environ et large de 25 m, est presque à sec malgré l'orage. Mais regardant en amont, dans la direction des chutes qui se trouvent à cet endroit, je vois une immense masse noire qui s'avance comme un mur et presque sans bruit, descendant du lit du torrent. C'était la lave qui venait de la montagne et qu'il m'était donné d'observer dans toute son intensité [...]. C'est un amalgame de terre et de blocs ayant à peine la fluidité du béton. En avant, à moitié prise dans cette boue très épaisse, une avant-garde de gros blocs cubant parfois jusqu'à 5 à 6 m³ semble poussée par la lave. Ces rochers, qui sont entraînés pendant quelques minutes, sont engloutis dans le chaos qui les suit dès qu'ils trouvent un obstacle qui les arrête. Ils sont alors remplacés par d'autres, qui sont poussés et bientôt engloutis à leur tour [...]. Cependant, cette lave devient de plus en plus liquide et dès lors animée d'une vitesse toujours croissante. L'eau arrivant avec une grande force, forme des lames qui atteignent jusqu'à 2 m de hauteur [...]. Elles entraînent ainsi les blocs assez gros qui souvent paraissent à la surface, s'entrechoquent sans cesse et font un épouvantable fracas [...]. Enfin, l'eau devient presque claire, se creuse un passage au milieu des débris. »

* Erosion Torrentielle Neige et Avalanche

Cette description, effectuée par un garde forestier en 1876 près de Barcelonnette et complétée depuis par des films [6], contient les caractéristiques essentielles d'une lave torrentielle boueuse. Celle-ci est constituée de trois parties distinctes comme l'illustre la figure ci-dessous.

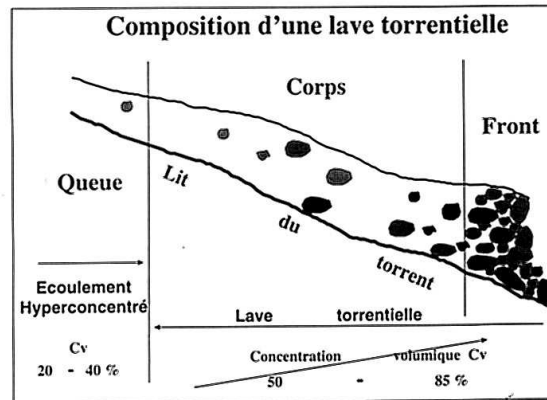


Fig. 1.2 - Profil schématique longitudinal d'une lave torrentielle boueuse.

Le front est constitué pour l'essentiel de particules solides grossières. Le corps, dont l'aspect est celui d'un mélange très visqueux, est composé d'une matrice boueuse, formée d'eau, de limon et d'argile, dans laquelle « flottent » des particules solides de toutes tailles (du centimètre au mètre).

L'écoulement d'une lave torrentielle est rapide et très fortement transitoire. Les observateurs rapportent très fréquemment la présence de bouffées successives. Celles-ci ont plusieurs origines possibles [7]. Elles peuvent être issues d'une instabilité de type « roll-wave » qui se développe dans certaines conditions au sein de l'écoulement à surface libre d'un fluide homogène. Cette instabilité engendre des variations périodiques de la hauteur de l'écoulement qui s'apparentent alors à des bouffées. Ces bouffées peuvent également être issues d'un phénomène d'embâcle. Une lave torrentielle peut transporter des blocs de plusieurs mètres cubes ainsi que des arbres arrachés aux berges qui obstruent momentanément l'écoulement lors d'un rétrécissement du lit du torrent par exemple.

Lorsque la pente devient suffisamment faible, la lave s'arrête, laissant alors sur place un dépôt. Cette particularité est due au comportement mécanique des laves torrentielles que nous expliquons dans la section 3.1 de ce chapitre.

1.3/ Ordres de grandeur caractéristiques

Comme les mécanismes de déclenchement d'une lave torrentielle ne sont jamais rigoureusement identiques, chaque lave est unique. De nombreuses observations de terrain ont toutefois permis de déterminer l'ordre de grandeur moyen d'une lave torrentielle, telle qu'on l'observe en Europe, ainsi que la gamme dans laquelle les grandeurs caractéristiques varient.

Caractéristiques	<i>Volume</i>	<i>Vitesse</i>	<i>Densité</i>	<i>Fraction solide (volume)</i>	<i>Hauteur du front</i>
Gamme de variation	10 ³ à 10 ⁶ m ³	0,5 à 10 m.s ⁻¹	1,9 à 2,4	50 à 85 %	0,5 à 11 m
Lave torrentielle « moyenne »	2,5 10 ⁴ m ³	4 m.s ⁻¹	2,2	75 %	2, 5 m

Tab. 1.1 - Grandeurs caractéristiques d'une lave torrentielle.

II/ Contexte scientifique

L'étude des laves torrentielles fait partie du domaine plus vaste de l'étude des phénomènes torrentiels. Dans ce domaine, on constate que, paradoxalement, les techniques de construction des ouvrages de corrections torrentielles sont bien connues tandis que la connaissance des phénomènes physiques est restée limitée jusqu'à très récemment [8]. Les travaux d'aménagement réalisés au cours du 19^{ème} siècle ont en effet apporté satisfaction puisqu'ils ont permis de diminuer significativement les conséquences néfastes des laves torrentielles. A cette époque, d'énormes moyens ont été engagés dans la restauration des terrains de montagne ; les travaux ont d'abord consisté en reboisements artificiels puis se sont progressivement diversifiés tant en génie écologique (réengazonnement) qu'en génie civil (correction torrentielle et ouvrages paravalanches). De ce fait, une connaissance empirique des règles de construction des ouvrages s'est développée sans qu'une justification scientifique soit nécessaire.

Aujourd'hui, le recours plus fréquent à des ouvrages de protection passive ainsi que le coût de leur fabrication font que la composante rentabilité des ouvrages ne peut plus être ignorée. Ces

derniers se doivent donc d'être dimensionnés le plus précisément possible. De plus, la pression foncière pousse à urbaniser des zones exposées qui nécessitent donc la mise en place de véritables ouvrages de défense à la conception sophistiquée. Enfin, nos sociétés devenant de plus en plus sécuritaires, des enjeux de responsabilité exigent tout simplement de mieux comprendre les laves torrentielles afin d'en minimiser les conséquences.

Dans ce contexte, si les laves torrentielles sont observées depuis longtemps comme en témoigne la description de 1874 citée dans la section 1.2 de ce chapitre, leur étude scientifique n'a réellement débuté qu'au cours des années 1970. Dans un premier temps, les travaux de recherche se sont attachés à comprendre leurs mécanismes générateurs [9, 10] ainsi que leurs principales caractéristiques mécaniques [11, 12].

Ces études ont souligné le comportement particulier des laves torrentielles [Chap1, §3.1] qui avait déjà été mis en évidence par les observations de terrain. Des études se sont donc intéressées aux propriétés des matériaux constitutifs d'une lave torrentielle [13, 14, 15]. Ce domaine avait déjà été fait indirectement l'objet d'investigations depuis les années 50 par l'intermédiaire de travaux sur les argiles et les suspensions en général [16, 17, 18]. Ces recherches ont conduit au début des années 90 à proposer le modèle de Herschel-Bulkley pour décrire le comportement viscoplastique des laves torrentielles boueuses [19, 20, 21].

Cette amélioration des connaissances sur le comportement des laves torrentielles a permis d'envisager leur modélisation numérique [22, 23]. Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.1 de ce chapitre, celle-ci reste néanmoins, à ce jour, dans l'incapacité de tenir compte précisément de la présence d'un ouvrage au sein de l'écoulement et de prédire les efforts exercés sur celui-ci.

Parallèlement aux travaux numériques, des travaux expérimentaux sur modèles réduits ont été réalisés dans le but de mieux caractériser l'écoulement d'un fluide viscoplastique dans des conditions simples de type canal rectangulaire [24, 25, 26, 27]. Ces travaux se sont basés sur des études antérieures traitant de l'écoulement de suspensions concentrées [28, 29, 30]. Ils ont permis en particulier de déterminer les profils de vitesse caractéristiques en fonction du régime d'écoulement, de vérifier les relations débit/hauteur ainsi que de prédire l'apparition d'éventuelles instabilités de type « roll-waves ». En même temps, des travaux ont été réalisés sur les aspects rhéométriques afin de proposer des méthodes plus abouties pour déterminer les propriétés rhéologiques d'un fluide viscoplastique [31, 32, 33]. Il existe également des ouvrages de synthèse permettant d'avoir une vision exhaustive des connaissances actuelles sur les aspects de rhéologie [34] et sur les laves torrentielles [35].

L'objectif concret d'une étude scientifique sur les laves torrentielles est d'améliorer nos connaissances afin de renforcer la prévention contre les risques inhérents à ces phénomènes. Dans les torrents de montagne sujets aux phénomènes torrentiels qui peuvent endommager les infrastructures, on trouve une multitude d'ouvrages servant à freiner, dévier ou stopper l'écoulement [Chap7, §3.1]. Un aspect essentiel est donc la compréhension de l'interaction écoulement/ obstacle. A ce jour, peu de travaux se sont intéressés à cet aspect. Il existe néanmoins quelques résultats sur la manière dont l'écoulement est dévié lors de l'impact d'une lave torrentielle sur un obstacle [36] et sur la pression exercée sur l'ouvrage par l'écoulement lors de l'impact [35, 37, 38, 39, 40]. Ces travaux ont permis de mettre en évidence la dépendance existant entre la pression exercée sur l'ouvrage par l'écoulement et ses caractéristiques dynamiques globales telles que son nombre de Froude par exemple. En revanche, ils n'ont pas permis de comprendre les processus physiques locaux qui expliquent la pression exercée sur l'obstacle. Les valeurs de pression estimées suite à l'analyse d'ouvrages grandeur nature détruits ou partiellement endommagés ne sont donc pas encore expliquées par des processus physiques identifiés. Par conséquent, le dimensionnement des ouvrages reste à ce jour le plus souvent empirique.

Aujourd'hui, une nouvelle étude aussi bien expérimentale que numérique sur les laves torrentielles peut donc s'appuyer sur une bonne connaissance de leur comportement et sur l'existence de méthodes abouties pour déterminer les caractéristiques rhéologiques d'un fluide viscoplastique.

III/ De la lave torrentielle réelle à la lave torrentielle de laboratoire

Il est complexe d'étudier à l'échelle 1 des phénomènes naturels de grande ampleur, comme les laves torrentielles, en raison de leurs modalités d'apparition, de leur fort potentiel destructeur et de l'unicité de chaque événement.

- L'occurrence des laves torrentielles est fonction de plusieurs facteurs comme les conditions météorologiques et la nature ainsi que la disponibilité des matériaux mobilisables. Il n'est pas possible de les déclencher artificiellement (il existe néanmoins un cas [41]), ni de savoir avec exactitude à quelle fréquence elles auront lieu. Leur étude nécessite donc le choix d'un site accessible, réputé propice à la formation régulière de laves torrentielles. De telles caractéristiques ne sont pas réunies en France. Elles le sont en revanche par exemple en Suisse dans le bassin de l'Ilgraben.

- Etant donné leur fort potentiel destructeur, ces phénomènes nécessitent de plus la mise en place de dispositifs de mesure extrêmement robustes. L'exploitation d'un site expérimental nécessite donc le déploiement de moyens importants.

- Comme chaque lave torrentielle naturelle est unique, il n'est pas possible d'établir des paramètres caractéristiques fixes, si bien que les mesures effectuées lors d'un événement ne peuvent pas être finement comparées aux mesures faites lors d'un autre événement.

Pour toutes ces raisons, si les mesures de terrain sont indispensables pour avoir une vision globale du phénomène, elles se doivent d'être complétées par des études effectuées sur des modèles réduits. Même si un modèle réduit propose dans la plupart des cas une vision simplifiée du phénomène, il en facilite grandement l'étude parce que les caractéristiques de l'écoulement peuvent être fixées. On peut donc ensuite interpréter les résultats avec beaucoup plus de finesse.

Les expériences sur modèles réduits posent le problème de leur réalisme : bien qu'à échelle réduite, elles doivent être semblables aux expériences à échelle 1 afin que leurs résultats soient exploitables. Pour résoudre ce problème, il faut être en mesure de déterminer les grandeurs qui caractérisent le phénomène naturel étudié afin de conserver des rapports caractéristiques sans dimension, appelés « critères de similitudes ». Pour cela, il faut connaître la loi de comportement d'une lave torrentielle boueuse qui, une fois introduite dans les équations classiques de la mécanique des fluides, permet d'écrire ces critères de similitude. Une discussion autour de ses critères figure dans la section 3.4 de ce chapitre.

3.1/ Loi de comportement d'une lave torrentielle boueuse

Le matériau constitutif des laves torrentielles présente, du fait de sa composition, des propriétés spécifiques qu'il convient d'étudier dans le cadre de la rhéologie. Des études antérieures [21] menées sur le terrain, montrent que contrairement à l'eau, le matériau constitutif des laves torrentielles n'a pas le comportement d'un fluide newtonien. Leur loi de comportement ne peut pas s'exprimer comme une relation linéaire entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement. De plus, de nombreuses observations de dépôts attestent que les laves torrentielles ne s'écoulent qu'au-delà d'une contrainte de cisaillement seuil. Il a été montré que les laves torrentielles boueuses ont le comportement d'un fluide rigide rhéofluidifiant [19, 20, 21]. Rigide, car lorsqu'on exerce un cisaillement inférieur à la contrainte seuil, le fluide se comporte comme un solide. Il est également rhéofluidifiant car la

viscosité apparente diminue avec le taux de cisaillement. Pour ce type de fluide, on emploie le terme de viscosité apparente car celle-ci n'est pas une caractéristique intrinsèque du fluide, elle est donc variable.

Pour modéliser la loi de comportement particulière d'une lave torrentielle boueuse, un modèle de Herschel-Bulkley a été proposé [21]. La forme tensorielle de cette loi de comportement s'écrit [42] :

$$\underline{\underline{\sigma}} = 2\eta\underline{\underline{\varepsilon}} \text{ si } -\sigma_{II} > \tau_c^2 \qquad \underline{\underline{\varepsilon}} = 0 \text{ si } -\sigma_{II} < \tau_c^2$$

$\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses

$\underline{\underline{\varepsilon}}$ est le tenseur des taux de déformation

$$\eta \text{ est la viscosité apparente qui s'écrit } \eta = \kappa(-4\varepsilon_{II})^{(n-1)/2} + \frac{\tau_c}{(-4\varepsilon_{II})^{1/2}}$$

σ_{II} est le second invariant du tenseur des contraintes visqueuses. Il vaut $-\frac{tr[\underline{\underline{\sigma}}^2]}{2}$

ε_{II} est le second invariant du tenseur des taux de déformation. Il vaut $-\frac{tr[\underline{\underline{\varepsilon}}^2]}{2}$

Dans le cas d'un écoulement monodirectionnel, le fluide est dans un état de cisaillement simple. La loi de comportement s'écrit alors :

$$\frac{dV}{dy} = 0 \text{ si } \tau < \tau_c$$

$$\tau = \tau_c + \kappa \left(\frac{dV}{dy} \right)^n \text{ si } \tau > \tau_c$$

τ_c est la contrainte seuil s'exprimant en Pa, κ est la consistance s'exprimant en Pa.sⁿ. n est un paramètre du fluide. Dans le cas des laves torrentielles boueuses, il est souvent pris égal à 1/3 [26]. Il est également commun d'utiliser les paramètres κ/τ_c et τ_c/ρ qui sont généralement compris respectivement entre 0.1 et 0.35 et entre 0.25 et 4 [26].

3.2/ Analogie avec les avalanches de neige dense humide

Mécaniquement parlant, on distingue deux types d'avalanche : les avalanches de neige pulvérulente ou en aérosol et les avalanches de neige dense. Tandis que les premières se présentent comme un écoulement diphasique d'air et de neige en suspension, les secondes

sont caractérisées par un écoulement dans lequel les grains sont en contact quasi permanent les uns avec les autres. Parmi les avalanches de neige dense, on distingue – en fonction de leur teneur en eau liquide – les avalanches de neige dense sèche et les avalanches de neige dense humide. En règle générale, les avalanches de neige dense sèche sont traitées comme un écoulement de fluide granulaire [43] et les avalanches de neige dense humide comme un écoulement de fluide viscoplastique [44, 45]. Au regard de la loi de comportement utilisée pour caractériser une lave torrentielle [Chap1, §3.1], le comportement mécanique d'une avalanche de neige dense humide ressemble donc à celui d'une lave torrentielle boueuse. Cette analogie est mise en évidence par la figure (1.3) qui présente deux clichés du Val Varuna dans le Puschlav (Suisse) [46]. Le premier est pris après une avalanche de neige dense humide et le second après une lave torrentielle. L'observation des dépôts sur le cône de déjection illustre l'analogie existant entre ces deux écoulements. Par conséquent, on peut penser que les résultats obtenus pour des laves torrentielles boueuses sont raisonnablement transposables aux avalanches de neige dense humide.



Fig. 1.3 - Zone d'écoulement et cône de déjection du Val Varuna sur le versant Ouest de la vallée de Poschiavo (Suisse). A droite, dépôts de la lave torrentielle du 19.07.1987

(Photographie A. Godenzi, Chur), à gauche, dépôt d'une avalanche de neige humide, cliché du 08.05.1978 (Photographie R. Godenzi, Poschiavo).

3.3/ Analyse dimensionnelle

Le modèle qui décrit le comportement mécanique d'une lave torrentielle boueuse étant posé, il est possible de déterminer les grandeurs physiques indépendantes qui interviennent dans l'interaction entre l'écoulement d'une lave torrentielle et un ouvrage de protection. Au nombre de sept, ils peuvent être classés de la manière suivante :

- Trois grandeurs qui décrivent le comportement mécanique de la lave torrentielle :

$\kappa [kg.m^{-1}.s^{n-2}]$: la consistance de la lave torrentielle

$\tau_c [kg.m^{-1}.s^{-2}]$: la contrainte seuil de la lave torrentielle

$\rho [kg.m^{-3}]$: la masse volumique de la lave torrentielle

- Trois grandeurs qui décrivent l'écoulement de la lave torrentielle :

$H [m]$: la hauteur de l'écoulement

$V [m.s^{-1}]$: la vitesse de l'écoulement

$g [m.s^{-2}]$: la gravité

- Une grandeur qui décrit l'obstacle

$H_{obs} [m]$: la hauteur de l'obstacle

D'après le théorème de Vachy-Buckingham [47], il est nécessaire de respecter quatre nombres sans dimension pour conserver parfaitement la physique du phénomène lors de l'étude à échelle réduite. Les trois premiers nombres caractérisent ² et le dernier l'obstacle.

- Le nombre de Froude de l'écoulement noté Fr . Il caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité. Il s'écrit :

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gH \cos \alpha}}$$

- Le nombre G . Il caractérise le rapport entre la contrainte seuil et la contrainte à la base de l'écoulement. Il s'écrit :

$$G = \frac{\tau_c}{\rho g H \sin \alpha}$$

- Le nombre d'Herschel-Bulkley de l'écoulement noté H_b . Il caractérise le rapport entre la contrainte seuil et la partie des contraintes qui varie avec l'intensité du cisaillement. Il s'écrit :

$$H_b = \frac{\tau_c}{\kappa} \left(\frac{H}{V} \right)^n$$

- Le nombre d'aspect de l'obstacle noté N_{obs} . Il caractérise le rapport entre la hauteur de l'écoulement et la hauteur de l'obstacle. Il s'écrit :

$$N_{obs} = \frac{H}{H_{obs}}$$

3.4/ Similitude avec l'écoulement réel

Pour que les interprétations des résultats obtenus sur modèle réduit soient applicables aux phénomènes réels, il faut que les nombres sans dimensions soient égaux. En utilisant l'indice 1 pour renseigner les paramètres de l'écoulement de laboratoire et l'indice 2 pour renseigner les paramètres de l'écoulement réel, il faut vérifier que :

$$Fr_1 = Fr_2, G_1 = G_2, H_{b1} = H_{b2}, N_{obs1} = N_{obs2}$$

En introduisant λ tel que $\frac{H_2}{H_1} = \lambda$, et en supposant que $\alpha_1 \approx \alpha_2$, on déduit de ces égalités les

relations suivantes :

$$\frac{V_2}{V_1} = \sqrt{\lambda} \quad \tau_{c2} = \tau_{c1} \frac{\rho_2}{\rho_1} \lambda \quad \kappa_2 = \kappa_1 \frac{\rho_2}{\rho_1} \lambda^{(1+\frac{n}{2})} \left(\frac{H_2}{V_2} \right)^{(n_2-n_1)} \quad \frac{H_{obs1}}{H_{obs2}} = \lambda$$

Dans le cadre de nos expériences de laboratoire, nous avons réalisé des écoulements avec un fluide dont les paramètres rhéologiques sont $n = 0.42$, $\kappa = 3.63$, $\tau_c = 4.92$ [Chap3, §3.3]. Par ailleurs la masse volumique de ce fluide est proche de 1000 kg.m^{-3} . Etant données les

dimensions du dispositif expérimental que nous avons utilisé [Chap3, §1.1], nous avons généré des écoulements de l'ordre de 3 cm de hauteur et d'une vitesse d'environ 0.5 m/s. La hauteur de l'obstacle utilisé a été de l'ordre de 3.5 cm. A l'aide de ces paramètres et en se basant sur l'égalité des critères de similitude nous avons déterminé les caractéristiques de la lave torrentielle réelle ainsi étudiée. Conformément aux valeurs moyennes présentées dans la section 1.3 de ce chapitre, nous avons considéré que la masse volumique de l'écoulement réel vaut 2200 kg.m^{-3} , que sa hauteur est de l'ordre de 2.5 m et que le paramètre n vaut 0.3. Nous avons également considéré que la pente du torrent est de l'ordre de 0.1 radian. Le tableau (1.2) présente les caractéristiques que nous avons obtenues. La vitesse de l'écoulement réel ainsi étudiée est de 4.6 m/s, et $Fr \approx 0.9$, $Hb \approx 0.65$ et $G \approx 0.16$.

Paramètres caractéristique de l'écoulement réel [USI]	
H	2.5
ρ	2200
n	0.3
V	4.6
Fr	0.9
Hb	0.65
G	0.16

Tab. 1.2 - Caractéristiques de la lave torrentielle réelle étudiée en se basant sur l'égalité des critères de similitude.

Des études de terrain [21] ont permis de déterminer les caractéristiques générales des laves torrentielles boueuses rencontrées en Europe. Elles sont présentées dans le tableau (1.3).

Caractéristiques	Vitesse	Densité	Hauteur de l'écoulement	Paramètre n	Rapport κ/τ_c	Rapport τ_c/ρ
Gamme de variation	0.5 à 10 m.s^{-1}	1.9 à 2,4	0.5 à 11 m	0.3	0.1 à 0.35	0.25 à 4
Lave torrentielle « moyenne »	4 m.s^{-1}	2.2	2.5 m	0.3	0.2	2

Tab. 1.3 - Caractéristiques générales des laves torrentielles rencontrées en Europe.

De ce tableau, on en déduit que les nombres sans dimension caractéristiques d'une lave torrentielle moyenne rencontrée en Europe en considérant que la pente du torrent est de l'ordre de 0.1 radian sont $Fr \approx 1$, $Hb \approx 4$ et $G \approx 0.8$. On constate donc que si nos expériences de laboratoire simulent une lave torrentielle réelles dont le nombre de Froude est concordant, ce n'est pas le cas pour le nombre d'Herschel-Bulkley et le nombre G. En effet, ces deux nombres sont cinq fois moins grands que ce qui est classiquement observé. Cette différence provient de la valeur de la contrainte seuil du fluide modèle utilisé. Pour respecter les critères de similitude, celle-ci devrait être cinq fois plus élevée pour une consistance et un paramètre n inchangé. Nous n'avons jamais pu obtenir cette valeur car comme nous l'avons mentionné dans la section 3.6.2 du chapitre 2, la consistance et la contrainte seuil d'une solution d'ETD 2623 sont liées et que leur rapport est de l'ordre de 1.

Par conséquent, toutes les observations effectuées dans le cadre de nos expériences résultant de l'existence d'une contrainte seuil sont transposables à des écoulements réels à la différence près qu'elles sont vraisemblablement encore plus marquées dans certains cas.

IV/ Objectifs et plan de l'étude

4.1/ Objectifs de l'étude

Pour décrire des écoulements complexes comme les laves torrentielles boueuses, il est indispensable d'avoir recours à leurs caractéristiques générales que sont par exemple la vitesse moyenne, la hauteur moyenne, le volume de matériau mobilisé ainsi que la composition de l'écoulement. Elles permettent d'avoir une vision d'ensemble et sont utilisées pour dimensionner les ouvrages de protection. Aujourd'hui, les règles de dimensionnement reposent sur une description globale des laves torrentielles. Comme nous l'avons mentionné, elles sont pour la plupart empirique. Cette constatation peut être justifiée par le fait qu'une description globale ne permet pas de déterminer les processus physiques locaux qui régissent l'interaction écoulement/ obstacle et donc qui justifieraient telle ou telle règle de dimensionnement.

Pour apporter des éléments novateurs au thème de l'interaction écoulement/ obstacle, nous proposons donc de compléter la vision globale du phénomène que nous avons aujourd'hui et qui repose sur les grandeurs moyennes de l'écoulement par une vision locale, c'est à dire plus affinée. C'est un changement d'échelle d'observation nécessaire pour mettre en évidence les processus physiques qui régissent l'interaction écoulement/ obstacle. Pour cela, il est

nécessaire de développer un dispositif expérimental permettant d'accéder aux caractéristiques locales de l'écoulement. Grâce à ce dispositif, il sera possible de déterminer les processus physiques locaux qui rapportés à la description globale des laves torrentielles, apporteront une justification scientifique aux règles de dimensionnement actuelles.

La présente étude a donc pour objectif scientifique général d'apporter une meilleure connaissance des phénomènes d'interaction existant entre une lave torrentielle boueuse et les obstacles qu'elle rencontre en mettant en place une démarche scientifique qui repose sur une étude à l'échelle locale de l'interaction écoulement/ obstacle. Elle se propose par ailleurs de fournir des éléments de réponses aux deux questions pratiques suivantes :

- 1- Quelles pressions exerce une lave torrentielle boueuse sur les obstacles qu'elle rencontre ?
- 2- Quelles pertes d'énergie sont enregistrées par l'écoulement lorsqu'il entre en contact avec un obstacle ?

Les réponses apportées à ces deux questions apporteront des éléments à la discussion sur la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles. Elles permettront en particulier d'effectuer un zonage plus pertinent dans le cadre du plan de prévision des risques et donc de suggérer des règles de construction mieux adaptées en zones exposées.

4.2/ Plan de l'étude

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté le contexte général de l'étude. Il s'agissait d'abord des caractéristiques générales des laves torrentielles boueuses. Nous avons proposé ensuite une synthèse des principaux travaux réalisés à ce jour sur les laves torrentielles. Comme l'étude des phénomènes naturels de grande ampleur nécessite l'utilisation de modèles réduits, nous avons enfin présenté l'ensemble des paramètres à respecter pour que les résultats obtenus à échelle réduite puissent être exploités dans le cas de phénomènes réels.

Le second chapitre est consacré au choix et à la caractérisation du fluide modèle utilisé. Comme l'étude de l'interaction écoulement/ obstacle que nous souhaitons réaliser nécessite d'accéder aux caractéristiques locales de l'écoulement, il est indispensable que le

fluide modèle utilisé soit en particulier transparent. Cette caractéristique associée à d'autres critères que nous présentons nous ont conduits à choisir l'ETD 2623 pour réaliser nos expériences sur modèle réduit. Après la présentation d'éléments de rhéométrie qu'il est indispensable de prendre en compte, nous présentons les caractéristiques d'une solution d'ETD 2623 et en particulier la valeur de ses paramètres rhéologiques.

Le troisième chapitre présente le dispositif expérimental. Nous y décrivons tous les éléments qui constituent notre banc d'essai : le canal, le dispositif de mesure de hauteur, le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement et le dispositif de mesure de pression. Le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement est l'élément primordial de notre banc d'essai puisque c'est lui qui permet d'accéder aux caractéristiques locales de l'écoulement. Nous présentons ensuite la validation de chaque dispositif de mesure. Enfin, nous présentons les critères qui nous ont permis de choisir une variable d'étude.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle. Il repose sur une description locale de l'interaction écoulement/ obstacle. Nous étudions la modification de la hauteur et la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact. La description de la modification de ces grandeurs locales est réalisée en nous focalisant sur la formation d'une zone particulière en amont de l'obstacle : la zone morte.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Il met d'abord en évidence le lien qui existe entre la modification de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact et la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Ce lien nous permet de proposer différents processus physiques en fonction du régime d'impact qui expliquent la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Ces processus physiques sont ensuite validés par le biais d'une modélisation. Enfin, nous proposons une description opérationnelle de la pression dynamique exercée sur l'obstacle qui apporte des éléments à la discussion sur la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles, qui figure au chapitre sept.

Le sixième chapitre porte sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement due à la présence d'un obstacle. Nous présentons d'abord la notion de charge et son lien avec la dissipation de l'énergie de l'écoulement écrite sous la forme d'une puissance dissipée. Nous

effectuons ensuite une présentation de la méthode que nous avons utilisée pour estimer la dissipation de l'énergie de l'écoulement. Enfin, nous présentons les résultats que nous avons obtenus. Ces résultats quantifient la puissance visqueuse dissipée en amont de l'obstacle dans le cadre du régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.5 et 1.4.

Le septième chapitre est consacré au bilan de notre étude et à ses perspectives scientifiques et techniques. Nous y faisons d'abord un bilan des différents résultats obtenus. Ce bilan nous permet d'envisager les perspectives scientifiques afin de compléter l'étude que nous avons réalisée. Ensuite, nous abordons les perspectives techniques de cette étude en ouvrant une discussion sur la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles.

Chapitre 2

CARACTERISATION DU FLUIDE MODELE UTILISE

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence les quatre nombres sans dimension qui interviennent dans l'étude de l'interaction entre un écoulement de fluide à seuil et un obstacle. Leur calcul exige en particulier de connaître les paramètres rhéologiques caractéristiques du fluide modèle utilisé. L'objectif de ce chapitre est donc en particulier de déterminer ces paramètres.

Dans le cas de notre étude, les fluides modèles que l'on utilise habituellement pour la simulation des laves torrentielles en laboratoire comme les suspensions d'argile par exemple ne donnent pas satisfaction. Du fait de leur opacité, ils ne permettent pas d'étudier l'interaction écoulement/ obstacle d'un point de vue local. La première partie présente donc les éléments qui nous ont conduits à choisir un autre fluide modèle, en l'occurrence l'ETD 2623, un produit de la famille des Carbopol.

La deuxième partie est consacrée à la présentation d'éléments de rhéométrie qu'il est indispensable de prendre en compte lors d'une étude destinée à déterminer les paramètres rhéologiques caractéristiques d'un matériau.

La troisième partie est consacrée à la caractérisation d'une solution d'ETD 2623. Cette caractérisation s'est avérée indispensable du fait du peu de résultats disponibles actuellement sur ce type de matériau pour la gamme de concentration que nous avons utilisée. Dans ce but, nous avons réalisé une étude rhéologique qui nous a permis de déterminer les principales caractéristiques d'une solution d'ETD 2623. A l'aide de ces caractéristiques, nous avons pu élaborer un protocole opératoire permettant de déterminer rigoureusement les paramètres rhéologiques caractéristiques d'une solution d'ETD 2623.

I/ Choix d'un fluide modèle

1.1/ Critères de choix

Jusqu'en 2001, le Cemagref utilisait généralement une suspension d'eau et de kaolin pour simuler de manière expérimentale une lave torrentielle boueuse [21]. Le comportement mécanique de cette suspension se prêtait bien à ce type d'utilisation, mais son opacité ne permettait pas la mise en œuvre de techniques donnant accès aux caractéristiques internes de l'écoulement telles que le champ de vitesse. Comme la démarche que nous proposons pour

étudier l'interaction écoulement/ obstacle est basée sur une vision locale qui nécessite d'avoir accès à des grandeurs internes de l'écoulement [Chap1, §4.1], nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'un autre matériau qui soit transparent. Nous avons envisagé plusieurs pistes dont l'utilisation de la Laponite. Celle-ci n'a pas été retenue car sa forte thixotropie [48] aurait rendu l'interprétation des résultats délicate. Finalement, nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'un Carbopol. Ce produit, qui est utilisé depuis longtemps comme gélifiant par l'industrie cosmétique, a plus particulièrement retenu notre attention car sa transparence ainsi que son comportement non newtonien pour une certaine gamme de concentration, en faisait un fluide a priori intéressant. On regroupe sous le terme de Carbopol une quinzaine de produits, dont la plupart sont des polymères haute-densité. Leur réseau entremêlé est constitué de chaînes d'acides polyacryliques [49, 50] qui d'un point de vue macroscopique forme une suspension de microgel [50]. Le Carbopol se vend en particulier sous forme de poudre qui nécessite ensuite une préparation particulière qui est présentée dans la section 1.2.1 du présent chapitre.

Des études préliminaires menées sur un type de Carbopol dénommé Ultrez 10 [31, 51, 52] ont montré que pour certaines valeurs de concentration et de pH, la loi de comportement d'une solution d'Ultrez 10 est de type Herschel-Bulkley et qu'elle est non thixotrope de surcroît. Toutefois, cette solution est très sensible à la présence d'ions et de minéraux qui entraînent au cours du temps une modification importante de ses caractéristiques rhéologiques [50]. Comme le hall où nous souhaitons réaliser notre étude sur l'interaction écoulement/ obstacle ne dispose d'aucun système de filtration de l'air ambiant, cette particularité nous a semblé incompatible avec des expériences en présence de nombreuses poussières. Malgré ce constat, il nous a semblé pertinent d'approfondir la piste d'une solution de Carbopol car, à notre connaissance, c'est l'unique produit qui soit bien transparent [53], non thixotrope [50, 54] et dont la loi de comportement est de type Herschel-Bulkley [51, 55, 56].

Suite à diverses investigations, nous nous sommes tournés vers un autre type de Carbopol : l'ETD 2020. Dans le cadre de nos expériences, nous avons utilisé une version de l'ETD 2020 dénommée ETD 2623 qui fait l'objet, au cours de sa fabrication, d'un contrôle moins sévère. Il en résulte que l'ETD 2623 ne peut pas être utilisé dans les produits cosmétiques mais qu'il est en revanche bien meilleur marché. Notre choix a été motivé par le fait que ce produit est réputé pour être le Carbopol le moins sensible aux ions et aux minéraux [57]. Dans certaines conditions, que nous présentons dans la suite de ce chapitre, son utilisation s'est révélée pertinente dans le cadre de nos expériences. C'est donc le matériau que nous avons choisi pour réaliser notre étude expérimentale sur l'interaction écoulement/ obstacle.

1.2/ Généralités sur l'ETD 2623

1.2.1/ Fabrication

Une solution d'ETD 2623 est obtenue en ajoutant de l'eau déminéralisée au polymère déshydraté. Pour obtenir une solution à haute viscosité, il convient de neutraliser le mélange initial qui est naturellement acide en ajoutant une base. Avant cette étape de neutralisation, la solution est très peu visqueuse car les chaînes de polymères sont recroquevillées [49]. La figure (2.1) illustre la relation existant entre la viscosité apparente et le pH après l'étape de neutralisation [49].

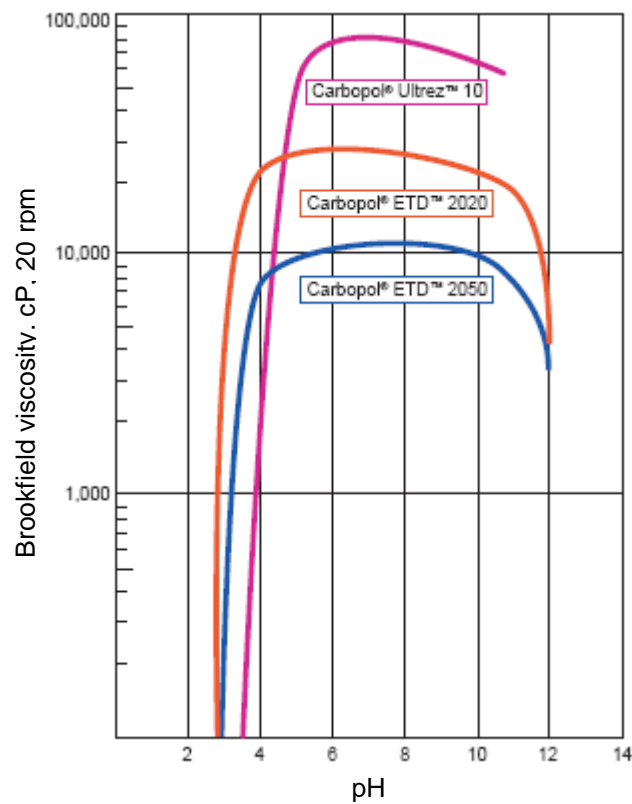


Fig. 2.1 - Viscosité apparente en fonction du pH pour différents types de Carbopol (Concentration massique 0.5 %).

Comme on peut le constater, il existe un palier pour $pH \in [6;9]$. Dans cette gamme, la viscosité apparente est quasi constante et maximale. Pour une concentration massique de l'ordre de 0.2 %, le pH d'une solution d'ETD 2623 est proche de 3.5 avant neutralisation. Il est donc nécessaire d'ajouter un certain volume de soude pour que le pH atteigne une valeur qui corresponde au palier de viscosité apparente. En utilisant de la soude à 1 mole par litre, nous avons constaté que pour une concentration massique de l'ordre de 0.2 %, il faut ajouter

10 ml de soude par gramme de poudre de Carbopol afin que le pH atteigne une valeur d'environ 7.5 après neutralisation. Une fois neutralisée, la solution est laissée au repos 24 heures afin que les chaînes de polymères puissent s'étirer de façon optimale [49].

1.2.2/ Comportement mécanique

De nombreuses études ont montré que dans une certaine gamme de concentration, le comportement mécanique d'une solution de Carbopol peut être décrit en première approximation par un modèle d'Herschel-Bulkley [31, 55, 56]. L'utilisation de ce modèle suppose l'existence d'une contrainte seuil. L'interprétation physique du seuil qui fait aujourd'hui encore l'objet de discussions [50], met en évidence toute la complexité du comportement mécanique du matériau à son voisinage. Vu l'objectif de ce chapitre - fournir une estimation des paramètres rhéologiques caractéristiques qui décrivent le comportement mécanique global d'une solution d'ETD 2623 - il n'est pas nécessaire d'acquérir une connaissance détaillée des processus physiques au voisinage du seuil. Par conséquent, nous avons fait le choix de considérer le seuil comme une caractéristique intrinsèque du matériau. Cela nous est apparu suffisant étant donné le niveau de description que nous avons adopté pour caractériser le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623.

II/ Eléments de rhéométrie

Pour caractériser une solution d'ETD 2623, nous avons dû réaliser une étude rhéologique. Cette étude repose sur des éléments de rhéométrie que nous présentons dans cette partie.

2.1/ Appareil utilisé

Notre étude rhéologique a été réalisée en utilisant un rhéomètre C-VOR de marque Bohlin. Cet appareil fonctionne à contrainte imposée. Il peut néanmoins fonctionner également à vitesse imposée par asservissement. Dans cet appareil, le couple et la vitesse sont régulés par un moteur électronique à induction. Les parties tournantes sont supportées par un système de coussin d'air pour éviter toute liaison mécanique qui engendrerait des frottements. La plage d'utilisation de ce rhéomètre est la suivante :

Couple : de 1.10^{-6} à 5.10^{-2} Nm

Vitesse : de 1.10^{-6} à 320 rad.s^{-1} .

La température de l'échantillon est ajustable et régulée au dixième de degré. Le rhéomètre peut fonctionner avec différents types de géométrie. La géométrie que nous avons utilisée est présentée dans la section suivante.

2.2/ Géométrie utilisée

2.2.1/ Choix d'une géométrie

L'étude rhéologique a été réalisée en utilisant une géométrie plan-plan constituée de deux disques rugueux en acier inoxydable. Elle est illustrée par la figure (2.2). Nous avons réalisé des essais préliminaires avec des géométrie couette et cône-plan mais aucune de ces deux géométries n'avait donné satisfaction. La géométrie Couette n'a pas été retenue car l'expression analytique développée de la vitesse au sein de l'entrefer pour des fluides d'Herschel-Bulkley est complexe [32]. Cela signifie concrètement que les mesures brutes du couple et de la vitesse de rotation ne permettent pas d'estimer aisément la contrainte et le taux de cisaillement, du moins sans se placer dans le cadre de certaines hypothèses limitantes. Pour sa part, la géométrie cône plan n'a pas non plus été retenue, car nous ne disposons pas de cône rugueux. En effet, il a été montré [50] qu'une solution de Carbopol est sujette à un glissement important aux petits taux de cisaillement avec des outils lisses. Nous avons donc estimé que le glissement potentiel serait limitant pour nos interprétations.

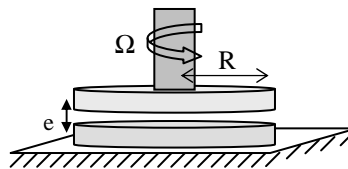


Fig. 2.2 - Illustration d'une géométrie plan-plan. R est le rayon du disque, Ω la vitesse de rotation et e l'entrefer.

2.2.2/ Relation contrainte/ couple et taux de cisaillement/ vitesse de rotation

Lorsque l'on effectue des tests sur des matériaux à l'aide d'un rhéomètre, on mesure la vitesse de rotation notée Ω et le couple noté C . Ces deux grandeurs permettent d'estimer la contrainte de cisaillement notée τ et le taux de cisaillement noté $\dot{\gamma}$. Cette estimation est effectuée en utilisant deux équations qui dépendent de la géométrie utilisée et qui sont basées sur un certain nombre d'hypothèses.

Pour une géométrie plan-plan, en supposant que localement au sein de l'entrefer tout se passe comme entre deux plans parallèles en translation relative, le gradient de vitesse local s'écrit:

$$\dot{\gamma}(r) = \frac{\Omega r}{e} \quad (2.1)$$

e est l'épaisseur du fluide

r la distance à l'axe de rotation.

L'équation (2.1) met en évidence que le taux de cisaillement n'est pas constant au sein de l'entrefer puisqu'il dépend de la distance à l'axe de rotation. Il convient donc de choisir une position pour calculer le taux de cisaillement. Nous avons choisi de le calculer à la périphérie puisque c'est dans ce cas que la gamme de taux de cisaillement investigué lors d'un essai à vitesse de rotation variable est la plus grande. Par conséquent : $r = R$.

En intégrant le couple appliqué à l'un des deux disques, on peut calculer l'expression de la contrainte de cisaillement [58] :

$$\tau(\dot{\gamma}_R) = \frac{3C}{2\pi R^3} + \frac{\dot{\gamma}_R}{2\pi R^3} \frac{dC}{d\dot{\gamma}_R} \quad (2.2)$$

R est le rayon des disques

$\dot{\gamma}_R$ est le taux de cisaillement calculé pour $r = R$ dans l'équation (2.1)

Le second membre de l'équation (2.2) est un terme correctif dont il n'est possible de tenir compte qu'après avoir tracé la courbe contrainte/ couple en n'utilisant que le premier membre de l'équation (2.2).

2.3/ Spécificités de l'étude d'un fluide à seuil

Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.2.2 du présent chapitre, le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623 peut être décrit par un modèle d'Herschel-Bulkley. Cela suppose l'existence d'une contrainte seuil. Pour la déterminer, il convient d'utiliser des techniques spécifiques. Nous en avons mis principalement trois en œuvre que nous décrivons ci-après.

2.3.1/ Méthode de la divergence de la déformation

Cette méthode s'appuie d'une part sur le comportement adopté par le matériau avant et après le seuil de contrainte et d'autre part sur l'existence d'une discontinuité. Théoriquement,

en posant l'hypothèse que le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623 peut être décrit par un modèle d'Herschel-Bulkley, son comportement mécanique est :

- celui d'un solide rigide pour des valeurs de contrainte de cisaillement inférieures au seuil
- celui d'un fluide visqueux pour des valeurs de contrainte de cisaillement supérieures au seuil.

Contrairement à ce que prédit le modèle d'Herschel-Bulkley, il a été observé que la transition entre ces deux comportements mécaniques est marquée par une discontinuité de la courbe taux de cisaillement/ contrainte au voisinage du seuil [33, 59]. De plus, il a été observé que le comportement mécanique d'une solution de Carbopol en dessous du seuil de contrainte est celui d'un solide viscoélastique [50] et non celui d'un solide rigide. De ces observations, on en déduit que pour des valeurs de contraintes inférieures au seuil, la déformation associée doit tendre vers une valeur constante et qu'inversement pour des valeurs de contrainte supérieures au seuil, la déformation associée doit croître continument. En effectuant une série d'essais de fluage à des valeurs de contraintes de cisaillement croissantes, on peut donc mettre en évidence distinctement une valeur de contrainte de cisaillement pour laquelle le taux de déformation ne tend plus vers une valeur constante mais croît continûment. Le seuil de contrainte correspond à cette valeur. La figure (2.3) illustre l'évolution de la déformation notée γ en fonction du temps pour différentes valeurs de contrainte de cisaillement. Ces essais ont été réalisés avec une solution d'ETD 2623 de concentration massique 0.2 %.

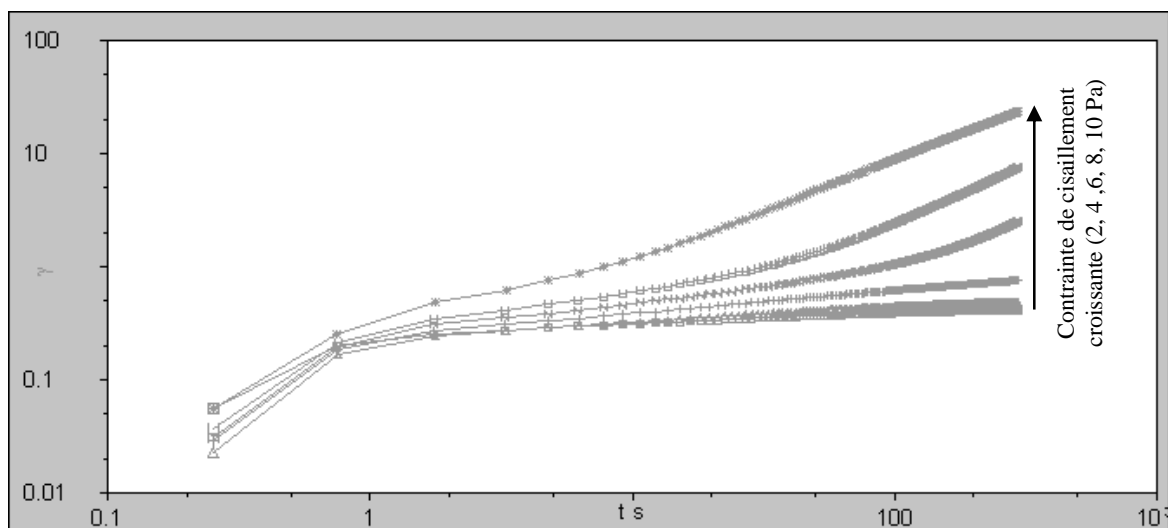


Fig. 2.3 - Taux de déformation en fonction du temps pour différentes valeurs de contrainte de cisaillement.

Pour ces essais, on estime que la contrainte seuil est comprise entre 4 et 6 Pascals. Utilisée avec une solution d'ETD 2623, cette méthode s'est avérée limitée car elle ne permet pas une estimation fine de la contrainte seuil. En effet, nous avons constaté que la discontinuité au voisinage du seuil est peu marquée ce qui rend l'estimation de la contrainte seuil approximative. Cette constatation peut être justifiée par deux éléments. D'une part, la discontinuité au voisinage du seuil est d'autant plus marquée que le fluide est thixotrope [50]. Cependant, il a été observé qu'une solution de Carbopol l'est peu [50, 54], la discontinuité n'est donc pas accentuée. D'autre part, une solution de Carbopol a la particularité d'être fortement élastique qu'elle s'écoule ou pas [50]. Cette propriété a tendance à masquer la discontinuité, qui est d'autant plus marquée que l'élasticité est forte.

2.3.2/ Méthode par extrapolation

La valeur de la contrainte seuil peut également être estimée en déterminant la contrainte de cisaillement à de faibles taux de cisaillement [34]. De cette manière, on dispose d'une série de mesures au voisinage du seuil dont l'extrapolation pour un taux de cisaillement nul permet de déterminer la valeur de la contrainte seuil. La qualité de l'estimation de la contrainte seuil dépend bien entendu de la petitesse du taux de cisaillement qu'il est possible d'atteindre avec le rhéomètre utilisé. La figure (2.4) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement. Cet essai a été réalisé selon le mode opératoire décrit dans la section 3.6.1 du présent chapitre avec une solution d'ETD 2623 de concentration massique 0.2 %.

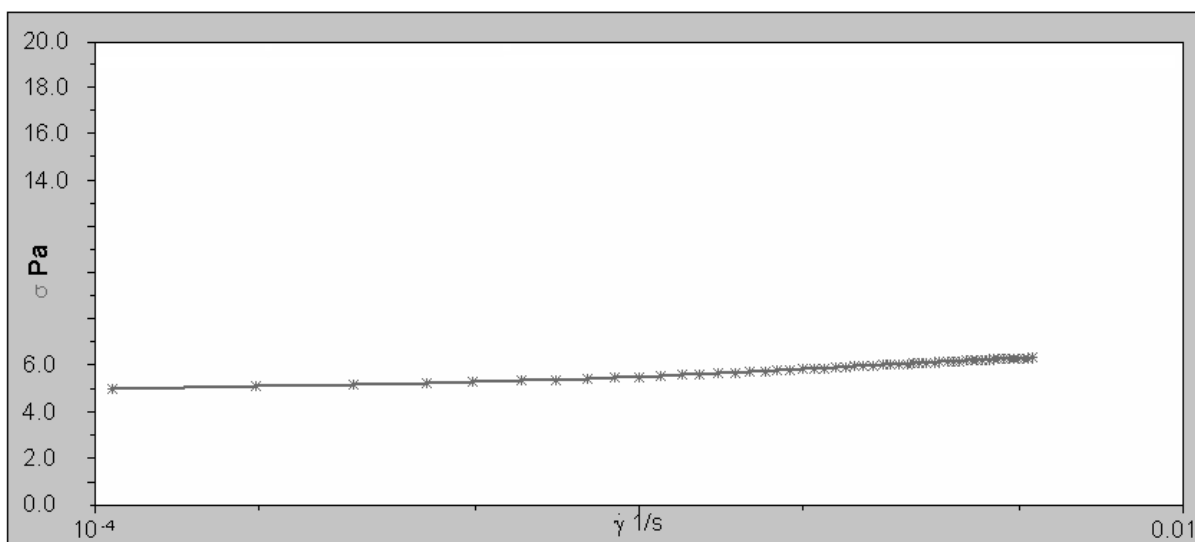


Fig. 2.4 - Contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour de faibles valeurs de taux de cisaillement.

Pour cet essai, on estime en extrapolant, que la contrainte seuil vaut 5 Pascals. Cette valeur concorde avec le résultat de la section précédente qui estimait que la contrainte seuil est comprise entre 4 et 6 Pascals. En pratique, nous n'avons pas utilisé cette méthode qui malgré sa bonne précision ne permet d'estimer que la contrainte seuil au cours d'un essai. Nous lui avons préféré la méthode suivante qui présente l'avantage de déterminer en un seul essai les trois paramètres caractéristiques du modèle d'Herschel-Bulkley.

2.3.3/ Régression à trois paramètres

Si on fait l'hypothèse que le comportement mécanique du fluide étudié est décrit correctement par un modèle d'Herschel-Bulkley, la valeur de la contrainte seuil peut être estimée en effectuant une régression selon la loi du modèle d'Herschel-Bulkley. Pour que cette régression soit pertinente, il convient de réaliser un essai sur une gamme de taux de cisaillement suffisamment grande pour que l'estimation des trois paramètres de la loi d'Herschel-Bulkley soit représentative du comportement mécanique dans sa globalité. La figure (2.5) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour une gamme de taux de cisaillement variant de 10^{-3} à 10^2 s^{-1} . Cet essai a été réalisé selon le mode opératoire décrit dans la section 3.6.1 du présent chapitre avec une solution d'ETD 2623 de concentration massique 0.2 %.

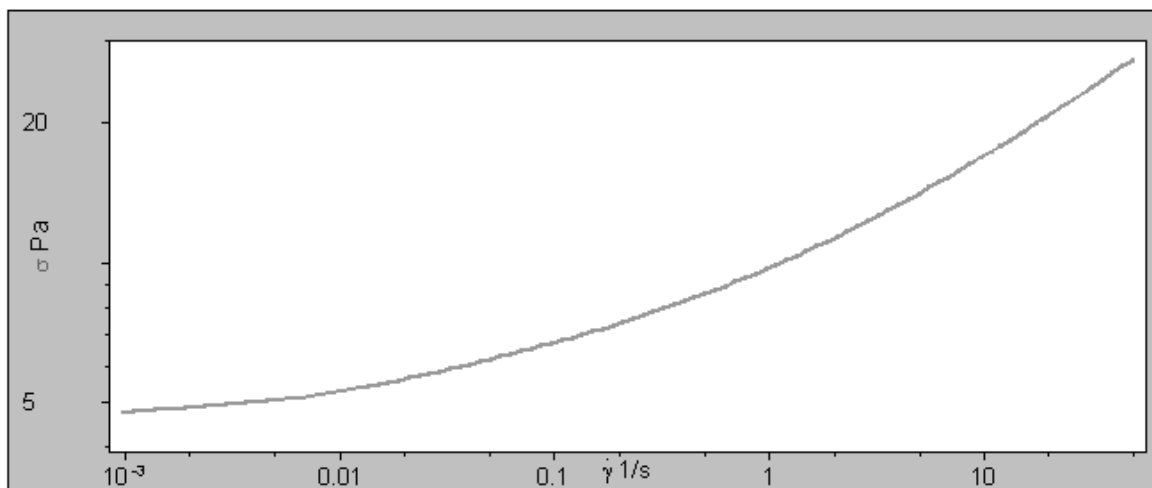


Fig. 2.5 - Contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour des valeurs de taux de cisaillement comprises entre 10^{-3} et 10^2 s^{-1} .

Pour cet essai, on estime en effectuant une régression selon le modèle d'Herschel-Bulkley que la contrainte seuil vaut 4.9 Pascals. Cette valeur concorde avec les résultats des sections

précédentes qui estimaient respectivement la contrainte seuil comprise entre 4 et 6 Pa et égale à 5 Pa. En pratique, nous avons utilisé cette méthode pour déterminer les caractéristiques rhéologiques d'une solution d'ETD 2623 et en particulier sa contrainte seuil.

2.4/ Principaux phénomènes perturbateurs rencontrés en rhéométrie

Nous présentons ici un résumé des principaux phénomènes perturbateurs rencontrés au cours d'une expérience de rhéométrie.

2.4.1/ Evaporation

Les problèmes d'évaporation sont dus à la fois à la température, au taux d'humidité de l'air ambiant et au temps de mesure. Pour limiter ces problèmes, il convient d'une part de protéger l'échantillon étudié par un système de cloche limitant les échanges avec l'air ambiant. D'autre part, il convient de travailler soit à des températures peu élevées soit dans un environnement saturé en eau.

2.4.2/ Glissement aux parois

Le glissement aux parois est un phénomène récurrent difficile à maîtriser [58, 60, 61]. Il a été montré que dans le cas d'une solution de Carbopol, l'utilisation de surfaces rugueuses limite largement ce phénomène de glissement [50]. Pour le mettre en évidence, il convient d'effectuer des essais avec des géométries différentes. En effet, comme le glissement est fonction du rapport entre la surface cisailée et le volume de l'échantillon testé [58], il n'a, à priori, pas la même influence pour chaque géométrie, si bien qu'il est possible de le mettre en évidence de cette manière. La quantification du glissement dans le cadre de mesures sur une solution d'ETD 2623 fait l'objet de la section 3.4 du présent chapitre.

2.4.3/ Creusement

C'est un phénomène qui n'a lieu que lorsqu'on utilise une géométrie plan-plan ou cône-plan. Il est généralement limité à la zone périphérique de l'échantillon. La surface libre périphérique de l'échantillon qui est plane et verticale au départ se creuse pour diverses raisons [21]. Les parties situées autour du creusement ne sont alors plus cisailées et ont tendance à devenir rigides. Par conséquent, le rayon de la zone cisailée change et ne

correspond plus au rayon de l'outil. Il est alors nécessaire d'ajouter un terme correctif à l'équation (2.2) pour tenir compte de cette modification.

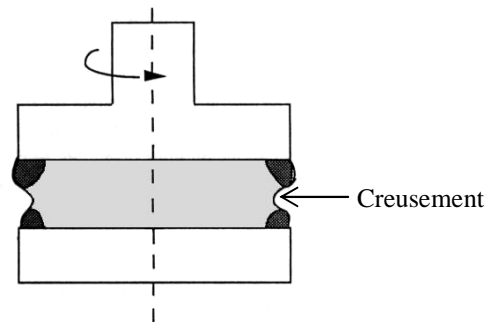


Fig. 2.6 - Illustration du phénomène de creusement.

III/ Caractéristiques d'une solution d'ETD 2623

L'ensemble des résultats que nous présentons dans cette partie a été obtenu lors d'essais sur une solution d'ETD 2623 de concentration massique 0.2%. Nous avons fabriqué un litre de solution selon le procédé présenté dans la section 1.2.1 du présent chapitre. Pour chaque essai, nous avons prélevé un nouvel échantillon de fluide. De cette manière tous les essais ont été réalisés avec un fluide identique. Tous les essais ont été réalisés avec une géométrie plan-plan rugueuse. Nous avons donc utilisé les équations (2.1) et (2.2) pour calculer le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement à partir des mesures de vitesse de rotation et de couple.

Pour déterminer les paramètres rhéologiques caractéristiques d'une solution d'ETD 2623, nous avons dû élaborer un protocole opératoire. Pour cela, il nous a fallu au préalable déterminer certaines propriétés de ce matériau.

3.1 / Temps de réponse

Le temps de réponse d'un matériau correspond, pour une sollicitation donnée, au temps d'établissement du régime stationnaire. Comme nous souhaitons déterminer les caractéristiques rhéologiques dans le cadre du régime stationnaire, il convenait d'étudier au préalable le temps de réponse d'une solution d'ETD 2623. Pour cela, nous avons étudié l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps en imposant une valeur de taux de cisaillement constante. Le temps de réponse du matériau correspond alors au temps

nécessaire pour que la contrainte de cisaillement soit constante. La figure (2.7) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour différents taux de cisaillement constants.

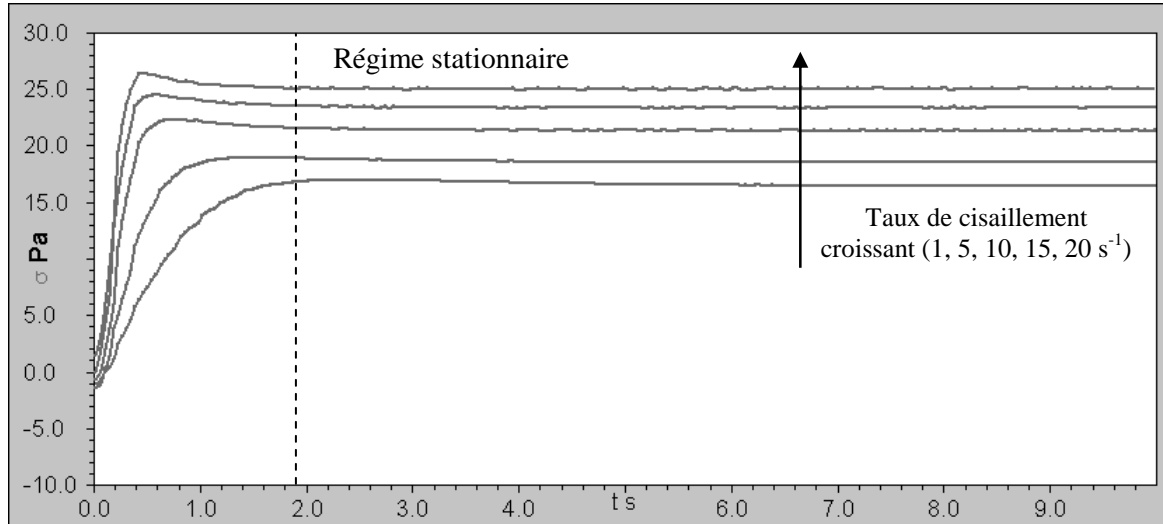


Fig. 2.7 - Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour différentes valeurs de taux de cisaillement.

Elle met en évidence que, quel que soit le taux de cisaillement appliqué, la réponse du matériau est marquée par un temps d'adaptation. L'origine de ce temps d'adaptation est multiple. Il peut provenir de la viscoélasticité du matériau [50], de sa thixotropie [50] ou bien de l'appareil de mesure. Comme nous souhaitons déterminer les paramètres rhéologiques caractéristiques d'une solution d'ETD 2623 en régime stationnaire, seule la quantification de son temps de réponse nous intéresse. Par conséquent, quelle que soit son origine, nous observons que son temps de réponse est compris entre quelques dixièmes et plusieurs secondes pour la gamme de taux de cisaillement que nous avons investiguée ([1;20] s⁻¹). Cette observation implique que lors d'une étude à sollicitation variable destinée à caractériser une solution d'ETD 2623 en régime stationnaire, la sollicitation ne doit pas varier de manière continue mais sous forme de palier suffisamment long.

3.2/ Vieillessement

La thixotropie caractérise l'évolution réversible au cours du temps du comportement mécanique d'un matériau sous sollicitation constante. Comme nous l'avons déjà mentionné, une solution de Carbopol est peu thixotrope [50, 54]. En revanche, nous avons pu observer

une évolution irréversible au cours du temps du comportement mécanique du matériau que nous avons appelé vieillissement. Ce vieillissement trouve son origine physique dans une déstructuration irréversible du matériau. Afin de déterminer dans quel cadre l'estimation des paramètres rhéologiques est valable, nous avons étudié deux types de vieillissement : le vieillissement sous sollicitation et le vieillissement en absence de sollicitation.

3.3.1/ Vieillissement sous sollicitation

Pour étudier le vieillissement sous sollicitation d'une solution d'ETD 2623, nous avons utilisé le protocole opératoire suivant. Nous avons réalisé quatre essais successifs de 400 secondes sur un même échantillon en imposant un taux de cisaillement de 40 s^{-1} (essai numéroté 1, 2, 3, 4 sur la figure (2.8)). Entre chaque essai, nous avons imposé durant également 400 secondes un taux de cisaillement trois fois plus élevé soit de 120 s^{-1} . La figure (2.8) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour chaque essai numéroté de 1 à 4.

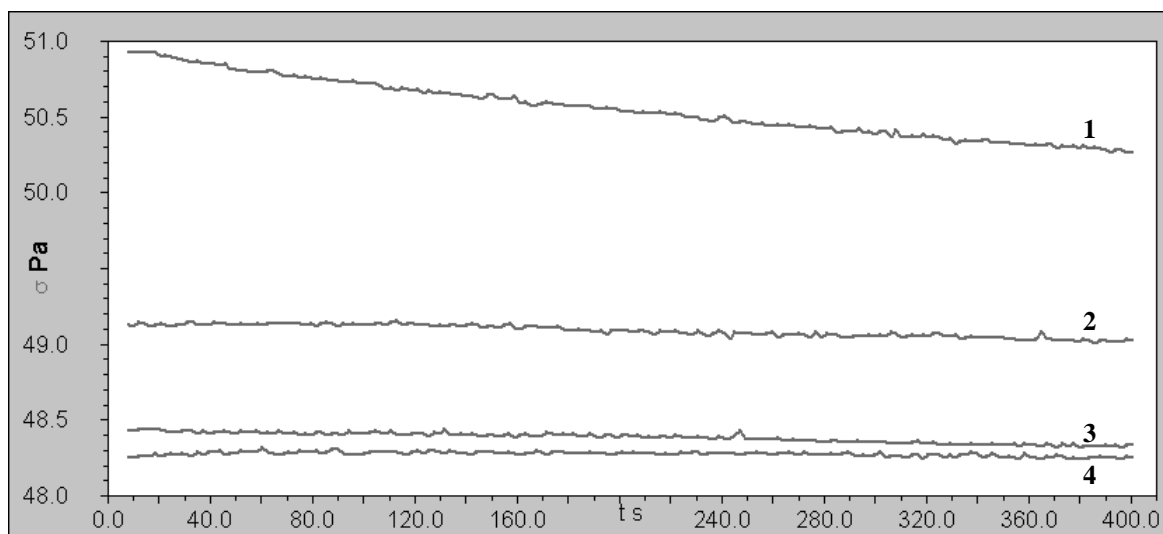


Fig. 2.8 - Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour quatre essais numéroté 1, 2, 3, 4 réalisés à un taux de cisaillement égal à 40 s^{-1} . Entre chaque essai on impose un taux de cisaillement constant égal à 120 s^{-1} durant 400s.

L'interprétation qui suit repose sur des observations qui nous permettent de supposer que les phénomènes perturbateurs en particulier le creusement sont négligeables. L'allure de la courbe de l'essai 1, continûment décroissante, met en évidence une déstructuration rapide du matériau au cours du temps. L'allure des courbes des essais 2, 3 et 4, sous forme de palier,

mettent quant à elles en évidence l'absence de déstructuration. Ces observations permettent de conclure qu'au cours de l'essai 1, si le taux de cisaillement semble suffisant pour déstructurer le matériau, ce n'est plus le cas au cours des essais 2, 3 et 4. Pour interpréter cette tendance, il est nécessaire de tenir compte du taux de cisaillement égal à 120 s^{-1} imposé entre chaque essai durant 400 secondes. Au cours de l'essai 1, le taux de cisaillement imposé égal à 40 s^{-1} fournit une énergie suffisante pour déstructurer le matériau. Le taux de cisaillement imposé égal à 120 s^{-1} qui fait suite à cet essai fournit une énergie plus importante et déstructure davantage le matériau. Cette interprétation peut expliquer l'allure de la courbe de l'essai 1 et la différence de contrainte de cisaillement entre la fin de l'essai 1 et le début de l'essai 2. Au cours de l'essai 2, le taux de cisaillement imposé égal à 40 s^{-1} ne fournit plus assez d'énergie pour déstructurer le matériau. Le taux de cisaillement imposé égal à 120 s^{-1} qui fait suite à cet essai fournit lui encore suffisamment d'énergie et déstructure un peu plus le matériau. Cette interprétation peut expliquer l'allure de la courbe de l'essai 2 et la différence moins marquée de contrainte de cisaillement entre la fin de l'essai 2 et le début de l'essai 3. Au cours de l'essai 3, le taux de cisaillement imposé égal à 40 s^{-1} ne fournit plus assez d'énergie pour déstructurer le matériau. Le taux de cisaillement imposé égal à 120 s^{-1} qui fait suite à cet essai fournit lui encore suffisamment d'énergie et déstructure un peu plus le matériau. Cette interprétation peut expliquer l'allure de la courbe de l'essai 3 et la différence de moins en moins marquée de contrainte de cisaillement entre la fin de l'essai 3 et le début de l'essai 4. En se basant sur ce mécanisme, nous formulons l'hypothèse qu'il est possible de s'affranchir du vieillissement sous sollicitation d'une solution d'ETD 2623 dans une certaine gamme d'utilisation. Pour cela, il est nécessaire d'appliquer un taux de cisaillement largement supérieur à celui caractéristique de la gamme d'utilisation. De cette manière dans cette gamme, le comportement mécanique est constant au cours du temps et l'estimation des paramètres rhéologiques caractéristiques reste valable.

3.3.2/ Vieillissement en absence de sollicitation

Le vieillissement en absence de sollicitation a lieu lors du stockage du matériau. Il provient sans doute du contact du matériau avec l'air ambiant qui favorise d'éventuelles réactions chimiques déstructurantes. Pour quantifier le vieillissement en absence de sollicitation d'une solution d'ETD 2623, nous avons réalisé deux essais espacés de 10 jours (numéroté 1 et 2 sur la figure (2.9)) à un taux de cisaillement constant égal à 40 s^{-1} . Durant cette période, la solution a été stockée dans un bac non hermétique qui est caractéristique du

stockage que nous pouvons réaliser. La figure (2.9) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour chaque essai.

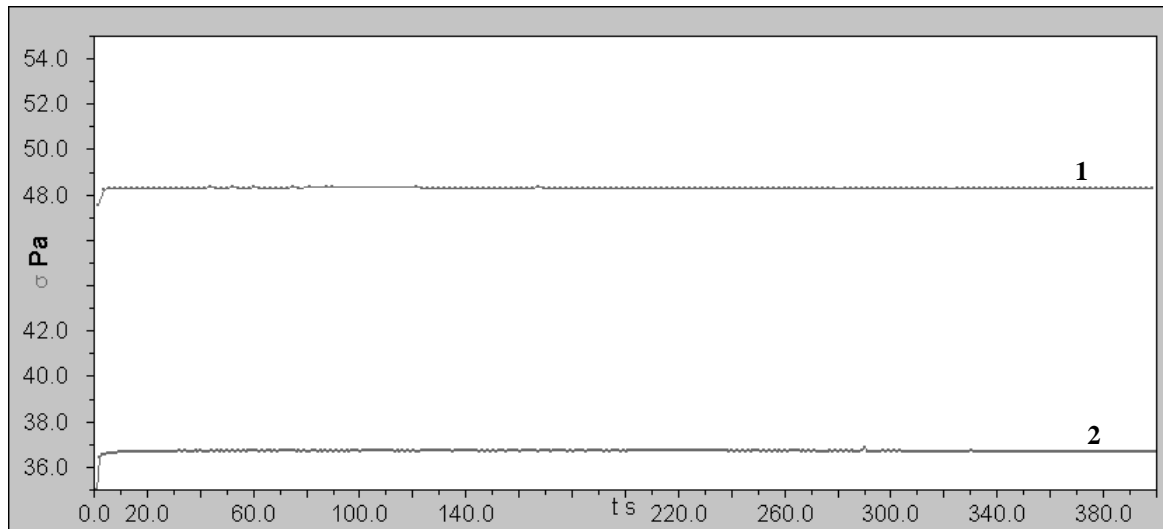


Fig. 2.9 - Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction du temps pour deux essais numérotés 1 et 2 réalisés à un taux de cisaillement constant égal à 40 s^{-1} . Les deux essais sont séparés d'une durée de 10 jours.

Elle met en évidence une diminution de la contrainte de cisaillement de l'ordre de 20 % entre chaque essai. Cette diminution atteste du vieillissement d'une solution d'ETD 2623 puisqu'on observe une déstructuration de la solution au cours du temps en l'absence de sollicitation. Cette observation implique que l'estimation des paramètres rhéologiques n'est valable que durant une période de l'ordre de quelques jours.

3.4/ Glissement

Le glissement provient du fait que le fluide n'adhère pas parfaitement à la surface avec laquelle il est en contact. Il induit une sous estimation des paramètres rhéologiques caractéristiques. Il est donc nécessaire de détecter son éventuelle présence. Lors d'une expérience de rhéométrie, nous avons mentionné dans la section 2.4.2 du présent chapitre qu'il est possible de le mettre en évidence en changeant le volume de l'échantillon testé. Pour quantifier le glissement d'une solution d'ETD 2623, nous avons réalisé différents essais à sollicitation variable en utilisant la méthode décrite dans la section 3.6.1 du présent chapitre. Chaque essai a été réalisé dans des conditions identiques avec un volume de fluide différent. Voici les caractéristiques de chaque essai numéroté de 1 à 4 :

- Essai.1 : géométrie plan-plan avec une rugosité de 200 μm . Diamètre des disques de 60 mm et valeur de l'entrefer de 2 mm.
- Essai.2 : géométrie plan-plan avec une rugosité de 200 μm . Diamètre des disques de 40 mm et valeur de l'entrefer de 2 mm.
- Essai.3 : géométrie plan-plan avec rugosité de 200 μm . Diamètre des disques de 60 mm et valeur de l'entrefer de 3 mm.
- Essai.4 : géométrie plan-plan avec une rugosité de 200 μm . Diamètre des disques de 40 mm et valeur de l'entrefer de 3 mm.

La figure (2.10) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour chaque essai.

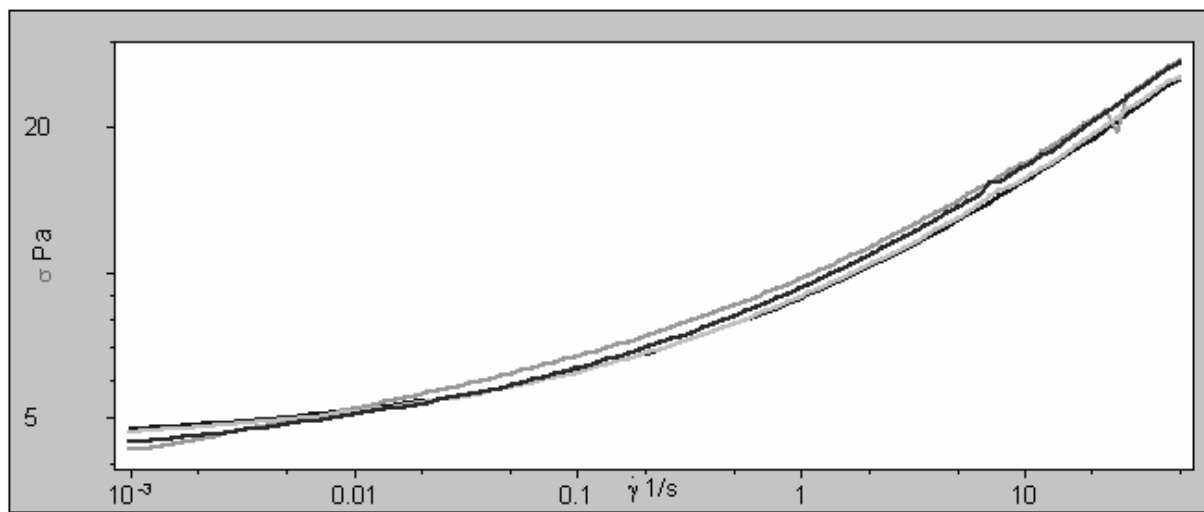


Fig. 2.10 - Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour des essais identiques réalisés avec une géométrie différente.

Les écarts entre chaque essai mis en évidence par la figure (2.10) sont très faibles et attestent que le glissement est très limité. En effet, lorsque le glissement est prononcé, il induit des différences beaucoup plus marquées, en particulier à de faibles taux de cisaillement [50]. La différence que nous observons est de l'ordre de la reproductibilité des essais dont nous tenons compte lors de l'estimation de l'incertitude de mesure sur les paramètres rhéologiques qui figurent dans la section 3.6.2 du présent chapitre.

3.5/ Comportement au voisinage du seuil

Comme nous l'avons précisé dans la section 1.2.2 du présent chapitre, le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623 ne peut pas être modélisé simplement

par une loi d'Herschel-Bulkley en particulier au voisinage du seuil. Même si l'utilisation de ce modèle est approprié dans le cadre de notre application, il convenait toutefois d'étudier le comportement d'une solution l'ETD 2623 au voisinage du seuil pour s'assurer de la cohérence de l'estimation des paramètres rhéologiques caractéristiques. La figure (2.11) illustre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour deux essais.

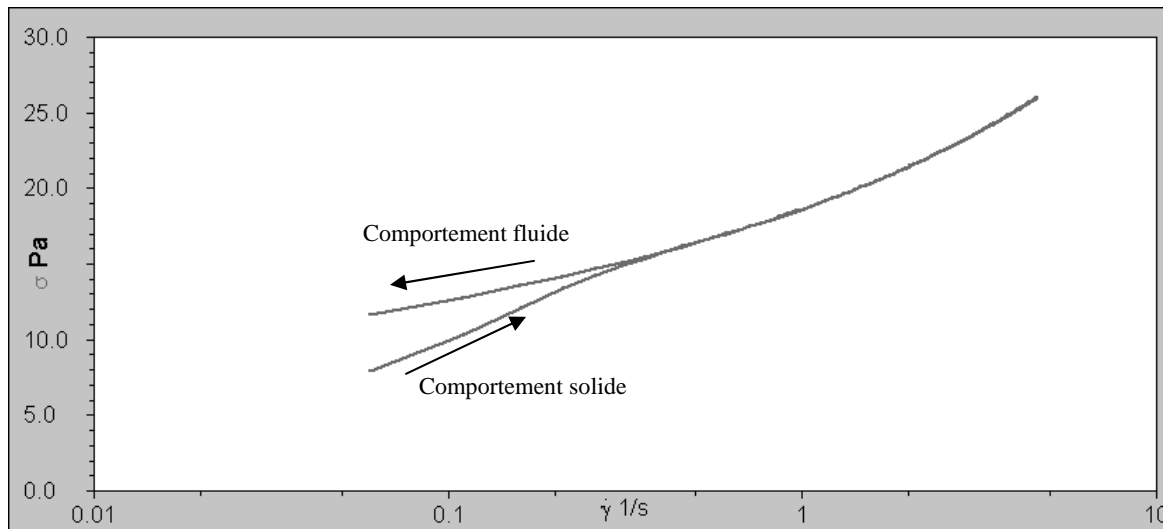


Fig. 2.11 - Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour un taux de cisaillement croissant et décroissant.

Chaque essai est identique mais le premier a été réalisé avec un taux de cisaillement croissant et le second avec un taux de cisaillement décroissant. L'allure des courbes met en évidence que le comportement mécanique est différent si la sollicitation appliquée contraint le matériau de s'approcher ou de s'écarter de son seuil. Cette différence doit provenir d'un effet d'hystérésis qui met en jeu des propriétés de thixotropie et de viscoélasticité jamais complètement négligeable au voisinage du seuil. Elle implique que si les paramètres rhéologiques sont déterminés en s'approchant du seuil, le comportement fluide prévaudra et qu'inversement s'ils sont déterminés en s'écarter du seuil, le comportement solide prévaudra.

3.6/ Paramètres rhéologiques caractéristiques

3.6.1/ Protocole opératoire

Dans la section 3.1 du présent chapitre, nous avons mis en évidence que le temps de réponse d'une solution d'ETD 2623 varie de quelques dixièmes de seconde à plusieurs

secondes en fonction de la sollicitation. Ce temps de réponse implique que lors d'une étude à sollicitation variable, la sollicitation ne doit pas varier de manière continue. En effet, en imposant une telle sollicitation, il se peut que la mesure soit effectuée alors que le régime stationnaire n'est pas encore atteint et qu'elle ne soit donc pas représentative du comportement mécanique. Pour pallier ce problème, nous avons fait varier la sollicitation de manière discontinue sous forme de paliers. De cette manière, si la durée du palier est suffisamment grande, la réponse du matériau est caractéristique du régime stationnaire. Lors de nos essais à sollicitation variable, celle-ci a toujours évolué par palier d'une durée de 5 secondes.

Dans la section 3.3 du présent chapitre, nous avons mis en évidence que le comportement d'une solution d'ETD 2623 au voisinage du seuil n'est pas le même si la sollicitation est croissante ou décroissante. L'étude de l'interaction écoulement/ obstacle que nous allons réaliser vise en particulier à quantifier le ralentissement de l'écoulement dû à la présence de l'obstacle. Par conséquent, comme c'est le comportement fluide qui prédomine, il nous a semblé cohérent que les essais à sollicitation variable soient toujours réalisés à sollicitation décroissante.

Dans la section 1.2.2 du présent chapitre, nous avons vu que le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623 peut être décrit en première approximation par un modèle d'Herschel-Bulkley. Par conséquent, pour décrire le comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623, il faut être à même de déterminer les paramètres caractéristiques d'un modèle d'Herschel-Bulkley c'est à dire la contrainte seuil, la consistance et le paramètre n . Ces paramètres ont été déterminés conformément à la méthode décrite dans la section 2.3.3 du présent chapitre en faisant varier le taux de cisaillement de 10^2 à 10^{-3} s^{-1} en 100 paliers repartis de manière logarithmique. De cette façon, nous estimons disposer de mesures dans une gamme de taux de cisaillement suffisamment grande pour que l'estimation des trois paramètres de la loi d'Herschel-Bulkley soit représentative du comportement mécanique d'une solution d'ETD 2623 dans les conditions expérimentales qui lui seront imposées dans le canal. Enfin, même si nous avons vu qu'une solution de Carbopol est peu thixotrope, nous avons choisi de réaliser systématiquement un pré-cisaillement avant chaque essai. De cette manière, on s'assure que tous les échantillons aient une histoire proche identique si bien qu'ils ont tous le même comportement [34]. Lors de nos essais, nous avons toujours effectué un pré-cisaillement à un taux de cisaillement égal à 40 s^{-1} durant 25 secondes.

3.6.2/ Résultats et précision

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3 du présent chapitre, une solution d'ETD 2623 est sujette à un phénomène de vieillissement. Nous avons montré qu'il est possible de s'affranchir du vieillissement sous sollicitation en appliquant un taux de cisaillement largement supérieur à celui qui caractérise la gamme d'utilisation. Cette propriété fondamentale nous permet d'envisager la réalisation des expériences de l'étude sur l'interaction/ obstacle avec un fluide aux caractéristiques rhéologiques constantes. En pratique, le taux de cisaillement largement supérieur à la gamme d'utilisation a été appliqué par l'intermédiaire de la pompe de recirculation, élément constitutif du dispositif expérimental [Chap3. §1.1.1]. Après la fabrication d'un nouveau volume de solution d'ETD 2623, nous avons donc toujours procédé à un cisaillement du fluide par le biais de la pompe de recirculation durant 2 heures. De cette manière, nous avons pu constater que le comportement mécanique de la solution restait inchangé entre chaque manipulation espacée de quelques heures. Lors de manipulation espacée de plusieurs semaines, nous n'avons pas pu nous affranchir du vieillissement en absence de sollicitation ce qui nous a conduit à fabriquer un nouveau volume de solution.

En utilisant la méthode décrite dans la section 3.6.1 du présent chapitre et en effectuant un pré-cisaillement spécifique par le biais de la pompe de recirculation, nous avons déterminé en effectuant des essais lors de chaque expérience utilisant ou non un nouveau volume de solution que les paramètres rhéologiques d'un échantillon à 20°C d'une solution d'ETD 2623 de concentration massique 0.2% fabriquée selon le procédé décrit dans la section 1.2.1 du présent chapitre appartiennent respectivement aux gammes suivantes : $\tau_c \in [4.4;5.4]Pa$, $\kappa \in [3.2;4.0]Pa.s^n$ et $n \in [0.4;0.44]$. On obtient donc :

$$\tau_c = 4.9Pa \pm 10\% , \kappa = 3.6Pa.s^n \pm 10\% \text{ et } n = 0.42 \pm 5\% .$$

En supposant que ces mesures effectuées sur un échantillon peuvent être généralisées à n'importe quel volume et en particulier aux expériences que nous souhaitons réaliser, nous avons utilisé ces paramètres lors de notre étude sur l'interaction écoulement/ obstacle.

L'incertitude associée à chaque paramètre illustre la reproductibilité des mesures qui tient compte des différents phénomènes perturbateurs que nous avons présentés dans la section 2.4 du présent chapitre, de l'inhomogénéité des échantillons testés ainsi que de l'incertitude sur la régression à trois paramètres.

Chapitre 3

PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous présentons dans ce chapitre le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour réaliser nos expériences.

La première partie est consacrée à la présentation détaillée du dispositif expérimental : nous y décrivons le canal ainsi que les dispositifs de mesure de hauteur, le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement et le dispositif de mesure de pression. Pour chaque dispositif, nous mentionnons systématiquement l'erreur de mesure associée. Le dispositif de mesure de vitesse ainsi que le dispositif de mesure de pression ont exigé que nous mettions en œuvre des techniques spécifiques innovantes que nous expliquons en détail.

Les validations du dispositif de mesure de vitesse et du dispositif de mesure de pression sont présentées dans la deuxième partie.

Pour apporter des éléments de justification aux règles de dimensionnements actuels des ouvrages nous souhaitons faire le lien entre les processus physiques locaux qui régissent l'interaction écoulement/ obstacle et la description globale de l'écoulement. La description globale de l'écoulement nécessite de choisir une variable d'étude globale. La troisième partie s'intéresse au choix de cette variable. Nous faisons le point sur les différentes variables d'étude à notre disposition et nous exposons les raisons qui nous ont poussés à en retenir une en particulier.

I/ Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est situé dans les locaux du Cemagref de Grenoble. Il se compose principalement d'un canal auquel s'ajoutent des dispositifs de mesure.

1.1/ Le canal

1.1.1/ Description générale

Le canal présenté dans la figure (3.1) est en plexiglas de rugosité $0.5 \mu\text{m}$ et mesure 4 mètres de long et 30 centimètres de large. Il est fixé à une table élévatrice qui permet de l'incliner de 0 à 10° avec un pas de 0.1° . Il est alimenté par une cuve supérieure via une pompe reliée à une cuve inférieure dans laquelle est fabriquée la solution de Carbopol. La cuve supérieure n'a pas pour fonction d'alimenter directement le canal. Elle sert de réservoir

de stockage et alimente le premier sas. Celui-ci sert de tampon et permet de pallier l'absence d'homogénéité de l'alimentation de la cuve supérieure.

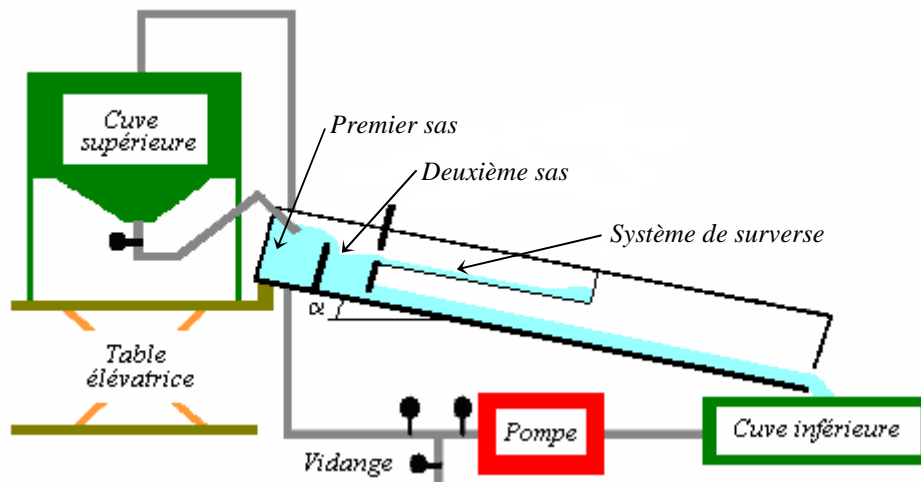


Fig. 3.1 - Illustration des différents composants du canal.

En fonction de la configuration, le canal peut générer deux types d'écoulements : permanent ou transitoire.

- Ecoulement permanent :

Un deuxième sas ménage un espace servant de réservoir obturé par une vanne verticale qui reste systématiquement ouverte à une position maintenue constante. On choisit cette position en fonction de l'écoulement que l'on souhaite générer. La pompe est maintenue enclenchée et assure ainsi une circulation en boucle. Etant données les dimensions du canal, un écoulement permanent peut être généré avec environ 150 litres de fluide.

- Ecoulement transitoire :

Un deuxième sas ménage également un espace servant de réservoir obturé par une vanne verticale dont l'ouverture brutale génère un écoulement transitoire dans le canal. Le débit de la cuve supérieure est réglé de façon à ce qu'il soit supérieur au débit d'entrée dans le canal. De cette manière, en utilisant un système de surverse, on peut maintenir une hauteur et donc une charge constante au-dessus de la vanne. L'écoulement ainsi généré est donc caractérisé par un débit constant après la phase transitoire. C'est une propriété essentielle car l'analyse des résultats présentés dans les chapitres suivants en dépend. Comme la pompe n'est pas enclenchée, la cuve supérieure va progressivement se vider. Pour que le débit d'entrée soit maintenu constant pendant un laps de temps qui correspond à nos temps d'observation, soit

environ quelques seconde [Chap4, §2], un écoulement transitoire peut être généré avec 300 litres de fluide environ.

1.1.2/ L'obstacle

Toute l'étude a été réalisée en utilisant le même type d'obstacle. La figure (3.2) illustre la position de l'obstacle dans le canal. Cet obstacle de géométrie rectangulaire est placé perpendiculairement à l'écoulement et obstrue complètement le canal. Comme nous l'expliquons dans la section 3.4 du présent chapitre, le nombre d'aspect de l'obstacle a été maintenu constant. La hauteur de l'obstacle est donc ajustée à l'aide de cales rectangulaires fixées sur sa face supérieure ou inférieure.

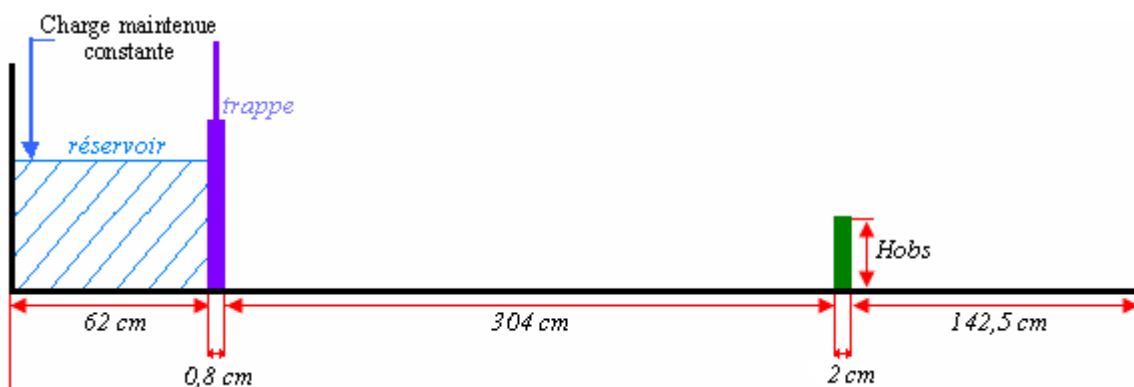


Fig. 3.2 - Principales dimensions du canal et position de l'obstacle.

Le choix de la géométrie de l'obstacle a été motivé par les deux considérations suivantes :

- Nous avons choisi d'utiliser dans un premier temps la géométrie la plus simple car comme il existe peu d'études qui traitent de l'interaction existant entre un écoulement de fluide à seuil et un obstacle [Chap1, §2] il est légitime de l'aborder de la manière la plus simple possible.
- Lors de l'écoulement d'une lave torrentielle, les ouvrages les plus susceptibles d'être impactés directement sont les ouvrages de fermeture de plage de dépôt. Comme l'illustre la figure (3.3), ces derniers se présentent sous la forme d'un mur vertical ouvert au centre pour permettre les écoulements liquides en dehors des périodes de crues torrentielles. Lors d'une crue torrentielle avec formation d'une lave torrentielle, ces derniers sont rapidement obstrués par les blocs constitutifs de la lave et assurent alors le stockage des matériaux solides dans la plage de dépôt. Dans ce cas, on peut tout à fait les assimiler à des murs verticaux obstruant la totalité de l'écoulement d'où l'assez bonne pertinence de la géométrie d'obstacle choisie.



Fig. 3.3 - Exemple d'ouvrage de fermeture de plage de dépôt. A gauche en période normale, à droite lors d'une crue torrentielle. Photo M. Meunier, Cemagref.

1.1.3/ Effets de bord

Pour pouvoir exploiter des mesures réalisées sur des écoulements en canal, il est indispensable de quantifier au préalable les effets de bords. En effet, lorsque qu'elles existent, les solutions analytiques qui décrivent l'écoulement sont généralement écrites en se plaçant dans le cadre théorique du plan infiniment large. Cela revient à considérer que les effets de bords des parois latérales sont négligeables. Nous avons donc cherché à déterminer de manière expérimentale les conditions dans lesquelles cette hypothèse est vérifiée.

Les effets des parois latérales peuvent être négligés lorsque ceux du fond sont prépondérants. Pour une largeur de canal et un fluide donnés, il existe donc une hauteur d'écoulement maximale à ne pas dépasser. En utilisant une suspension de Kaolin de concentration massique proche de 20 %, Coussot [26] a montré qu'en régime permanent, lorsque la hauteur de l'écoulement ne dépasse pas le dixième de la largeur du canal, elle coïncide avec la hauteur théorique calculée en utilisant l'hypothèse du plan infiniment large indépendamment de la vitesse de l'écoulement. Nos travaux étant réalisés avec un autre type de fluide, nous avons souhaité vérifier ce résultat.

Concrètement, l'effet des parois latérales entraîne une modification du profil de vitesse et en particulier de la vitesse de surface dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Lors de la

réalisation d'écoulements en régime permanent, il est facile d'estimer la vitesse de surface par trajectographie. Il suffit pour cela de lâcher des particules en ligne sur la surface libre de l'écoulement. Du fait de la forte viscosité du fluide, ces particules ne coulent pas. Il est donc possible de suivre leur déplacement et d'estimer leur vitesse.

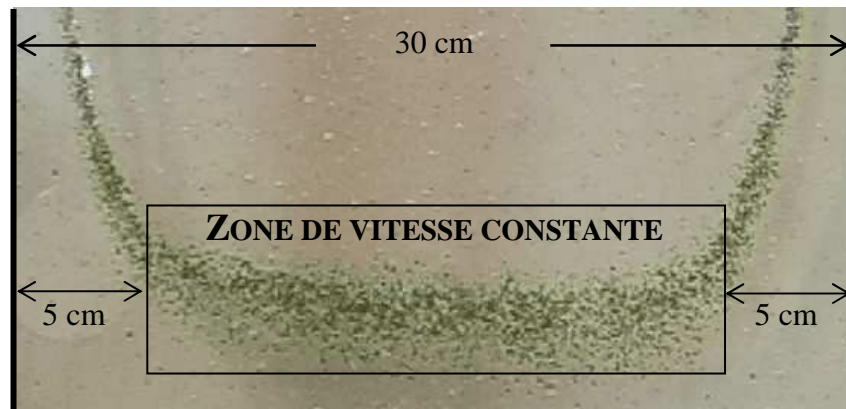


Fig. 3.4 - Mise en évidence des effets de bord par l'étude de la vitesse de particules à la surface de l'écoulement (écoulement vu de dessus). Hauteur de l'écoulement 3 cm, Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

La figure (3.4) illustre la déformation d'une ligne de particules sur la surface libre pour un écoulement de Carbowol en régime permanent dont les caractéristiques rhéologiques sont $n = 0.42$, $\kappa = 3.63$, $\tau_c = 4.92$ et dont la hauteur vaut 3 cm. Elle met clairement en évidence l'existence d'une zone dans laquelle la vitesse de surface est constante et où les effets de bord sont donc négligeables. Le cadre théorique du plan infiniment large peut donc être utilisé à condition que les mesures soient effectuées dans cette zone.

Nous avons donc réalisé les mesures de vitesse dans un plan vertical localisé au centre de l'écoulement et parallèle à celui-ci.

1.2/ Dispositif de mesure de hauteur

1.2.1/ Capteur à ultrasons

Les capteurs à ultrasons de marque Weidmüller LRS 3 fonctionnent sur le principe de l'écho. On envoie une onde acoustique sur la surface d'étude et on mesure le temps qu'elle met pour parcourir le trajet du capteur à la surface en aller-retour. On estime alors la distance en multipliant la vitesse de l'onde acoustique par la moitié du temps mesuré. Le capteur à

ultrasons a l'avantage majeur de pouvoir être utilisé sur n'importe quel type de surface. Néanmoins, comme ce type de système est basé sur la réflexion d'onde, il ne fonctionne correctement que lorsque le capteur peut être placé perpendiculairement à la surface dont on souhaite connaître la position relative. Par ailleurs, la position du point où la hauteur est estimée est difficile à localiser précisément car l'onde acoustique est envoyée sur une surface de quelques centimètres carrés. Dans notre cas, ce dispositif de mesure a pu être mis en œuvre pour mesurer la hauteur du palier de l'écoulement incident. L'erreur sur la mesure locale est estimée à ± 0.01 cm. Cependant, comme la géométrie du canal est sujette, elle aussi, à une incertitude due à des déformations, la mesure locale de hauteur ne peut être considérée comme une mesure globale qu'avec une incertitude de ± 0.1 cm.

1.2.2/ Traitement d'images

Pour estimer la position de la surface libre - une information capitale pour quantifier la pression hydrostatique par exemple - nous avons eu recours à un traitement d'image particulier: c'est un système qui se fonde sur les images prises par une caméra positionnée à l'extérieure du canal. Celle-ci est placée au bord du canal, perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Voici les principales étapes du traitement d'images illustrés par la figure (3.5) :

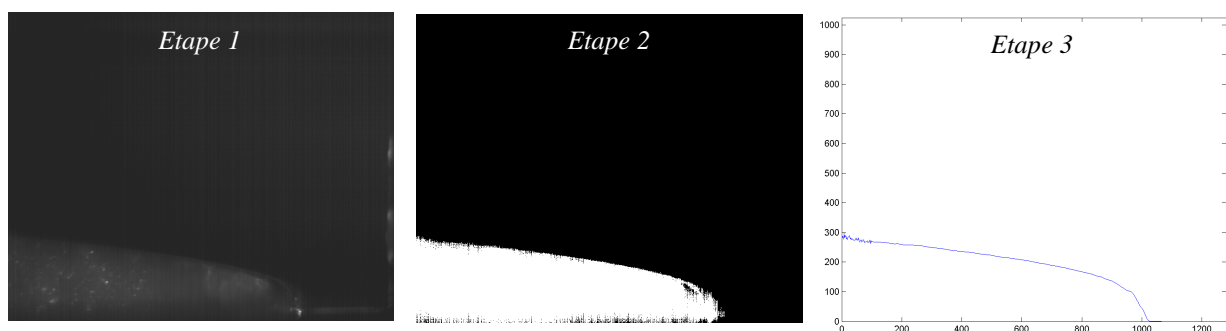


Fig. 3.5 - Illustration des trois étapes du traitement d'image réalisé pour déterminer la position de la surface libre de l'écoulement.

- ✓ Etape 1: On réalise un cliché de l'écoulement. L'image est en niveau de gris. A chaque pixel est associé une valeur comprise entre 0 et 255.
- ✓ Etape 2: On effectue un seuillage sur la valeur de chaque pixel. On affecte la valeur 0 aux pixels dont la valeur est inférieure au seuil et la valeur 255 aux pixels dont la

valeur est supérieure au seuil. De cette manière, pour un seuil correctement choisi, l'écoulement apparaît en blanc et le reste en noir.

- ✓ Etape 3: Une détection de la limite supérieure de l'écoulement permet de mettre en évidence la position de la surface libre que l'on lisse pour affiner le résultat.

L'erreur sur la mesure effectuée avec cette technique dépend de la qualité du seuillage puisque c'est lui qui permet de distinguer la surface libre de l'écoulement. Dans notre cas, le seuillage s'est avéré satisfaisant et l'erreur sur la mesure locale effectuée est estimée à ± 5 pixels soit environ ± 0.04 cm. Pour cette technique la remarque concernant le passage d'une mesure locale à une mesure globale est identique à celle effectuée dans la section précédente.

1.3/ Dispositif de mesure de la vitesse au sein de l'écoulement

1.3.1/ Présentation de la PIV

1.3.1.1/ Principe

La mesure de la vitesse au sein de l'écoulement repose sur la mise en œuvre de la vélocimétrie par images de particules ou Particles Images Velocimetry (PIV). Elle permet de déterminer le champ bidimensionnel instantané de la vitesse d'un écoulement que celui-ci soit liquide ou gazeux et que son régime soit laminaire ou turbulent [62].

Le principe de la PIV illustré par la figure (3.6) est le suivant : onensemence le fluide de particules dont le déplacement est supposé être identique à celui de l'écoulement ; on éclaire ensuite une tranche bidimensionnelle de l'écoulement à l'aide d'une source lumineuse adaptée. En utilisant un système d'acquisition d'images, il est alors possible d'obtenir plusieurs images de l'écoulement et de visualiser par conséquent le déplacement des particules dans le temps. Différentes méthodes de corrélation d'images que nous développons dans la section suivante permettent ensuite de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement.

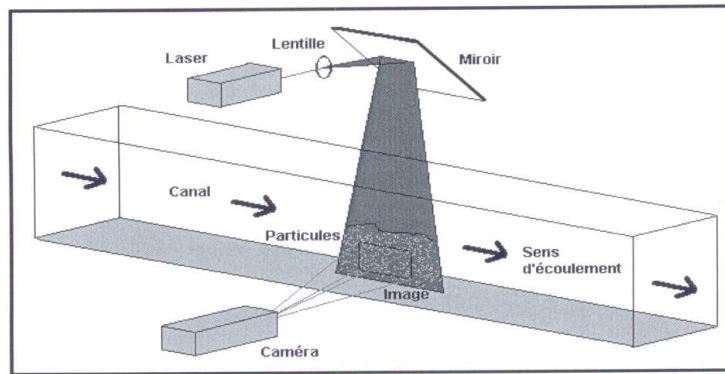


Fig. 3.6 - Présentation schématique du principe de la PIV.

Le matériel utilisé pour mettre en œuvre la PIV se compose de particules, d'une source lumineuse, d'un système d'acquisition d'images et d'un système de traitement d'image.

- Les particules

Une des hypothèses fondamentales sur laquelle repose la PIV est que les particules ajoutées suivent parfaitement les lignes de courant de l'écoulement. Cependant, cette hypothèse n'est pas rigoureusement exacte puisque ces particules sont toujours soumises à des effets de traînée ou de portance. Pour limiter ces effets, les particules doivent être d'une dimension la plus réduite possible tout en restant toujours détectables, et de masse volumique proche du fluide dont on étudie l'écoulement. Pour cette application nous avons utilisé des particules de polyamide de 80 μm de diamètre.

- La source lumineuse

La source lumineuse isole une section longitudinale de l'écoulement. Son faisceau doit donc éclairer une surface et non un segment. Pour cela, on utilise fréquemment un laser couplé à un dispositif optique. Le faisceau positionné parallèlement à l'écoulement éclaire les particules de la section considérée. La puissance du laser dépend de la hauteur et de la nature de l'écoulement, du nombre et de la taille des particules utilisées. Pour cette application nous avons utilisé un laser de 4W couplé par une fibre à un dispositif optique constitué de deux lentilles : l'une cylindrique et l'autre sphérique. Le plan laser ainsi formé mesure 2 mm d'épaisseur et 15 cm de large. Il est localisé au centre de l'écoulement pour s'affranchir des effets de bord décrits dans la section 1.1.2 du présent chapitre.

- Le système d'acquisition d'images

Qu'elle soit analogique ou numérique, la caméra permet l'acquisition des images. Le temps de pose de la caméra est fonction de la vitesse de l'écoulement. En effet, le temps de pose doit être toujours ajusté à la vitesse de l'écoulement pour que les particules apparaissent sous forme de points et non de traits. Par ailleurs, afin de suivre correctement le déplacement des particules dans le champ de vision, la caméra doit être à même de prendre suffisamment d'images par seconde. Pour notre application, nous avons utilisé une caméra rapide à 300 images par seconde avec un temps de pose de 1000 μ s. Le champ de vision de la caméra a pour dimensions 1280 pixels de large et 1024 pixel de haut soit 9.3 cm de large et 7.5 cm de haut.

1.3.1.2/ Traitement des images

Le traitement des images dépend de la manière dont elles ont été réalisées et de si elles sont mono-exposées (images successives) ou bi-exposées (images superposées). Dans le cas d'images mono-exposées, il convient de mettre en œuvre un principe d'intercorrélation, dans le cas d'images bi-exposées, un principe d'autocorrélation [63]. Comme nous ne travaillons qu'avec des images mono-exposées, nous n'explicitons ci-dessous que le principe d'intercorrélation.

Chaque image prise par la caméra est divisée en fenêtre. Chaque fenêtre correspond à une zone de calcul. Les images sont traitées par paires, la première image servant de référence. Chaque fenêtre de la deuxième image est déplacée pour trouver la meilleure correspondance avec celle de la première image. Cette meilleure correspondance est déterminée par le maximum de la fonction de corrélation f :

$$f(i, j) = \frac{\sum_x \sum_y s_1(x, y) s_2(x - i, y - j)}{\sqrt{\sum_{x,y} s_1(x, y)^2} \sqrt{\sum_{x,y} s_2(x - i, y - j)^2}} \quad (3.1)$$

Le procédé de calcul défini par l'équation (3.1) est appelé corrélation directe. s_1 et s_2 représentent respectivement des fenêtres de la première et de la seconde image. Les déplacements i et j selon les directions x et y sont calculés pour que la fonction atteigne un maximum. Ils correspondent au déplacement de chaque fenêtre. De cette manière, on obtient le champ de vitesse de déplacement entre chaque image.

La discrétisation du champ de déplacement dépend de la manière dont les images ont été divisées en fenêtre. La géométrie des fenêtres est indifférente ; elles peuvent être aussi bien carrées que rectangulaires. Leur taille est choisie en fonction de la résolution nécessaire pour caractériser correctement l'écoulement. Néanmoins, si la taille des fenêtres en pixels est en puissance de deux, il est possible d'utiliser une autre méthode de calcul, toujours basée sur la fonction de corrélation f définie par l'équation (3.1) mais estimée en passant dans le domaine fréquentiel. Cette méthode qui fait appel aux transformées de Fourier est huit fois plus rapide que l'estimation directe. Pour que le résultat de la corrélation soit pertinent, le déplacement des particules entre deux images successives ne doit pas être supérieur au tiers de la fenêtre et il faut un nombre minimum de particules dans chaque fenêtre. Pour toutes les raisons que nous venons d'aborder, la taille des fenêtres se doit donc d'être choisie de façon judicieuse. Pour notre application, les dimensions minimales de chaque fenêtre sont 64×64 pixels. Les dimensions de l'image étant 1280×1024 pixels, le champ de déplacement est constitué de 320 valeurs. Comme cette discrétisation s'est avérée insuffisante et que nous ne pouvions pas diminuer la taille des fenêtres, nous avons utilisé un procédé plus complexe pour diviser l'image. Une fenêtre dont les dimensions sont 64×64 pixels est translatée de façon répétitive de 16 pixels dans les deux directions. De cette manière, si les dimensions de la zone de calcul sont toujours de 64×64 pixels, le champ de déplacement est discrétisé avec un pas de 16 pixels et est donc composé de 5120 valeurs. Toutefois, comme les zones de calcul se recoupent, la qualité de l'information sur le déplacement n'est pas pour autant améliorée. A ce stade du traitement, il est nécessaire d'ajouter une étape qui permet de passer du champ de déplacement entre deux images aux champs de vitesse instantané. Pour cela, il convient de connaître l'échelle qui donne l'équivalent en centimètre d'un pixel et le temps entre chaque image. Dans le cadre de notre application, 1 pixel équivaut à 0.0073 cm et le temps entre chaque image est d'environ 0.0033 seconde.

1.3.2/ Estimation du champ de vitesse

Pour être exploitable, il convient de traiter le champ de vitesse obtenu par le procédé explicité ci-dessus. Pour écarter les valeurs aberrantes dues aux phénomènes perturbateurs abordés dans la section suivante, il est indispensable de réaliser un tri sur les vitesses de chaque champ. De plus, vu la taille de la zone de calcul, l'erreur associée à la mesure de la position de la surface libre peut atteindre 64 pixels, ce qui n'est pas satisfaisant. Nous avons donc associé à chaque champ de vitesse la position de la surface libre déterminée en utilisant

le procédé décrit dans la section 1.2.2 du présent chapitre. De cette manière, l'erreur associée à la mesure locale de la position n'est plus que de ± 5 pixels soit environ ± 0.04 cm.

1.3.2.1/ Organigramme détaillé du traitement réalisé

La figure (3.7) présente l'organigramme détaillé du procédé mis en œuvre pour déterminer le champ de vitesse de l'écoulement.

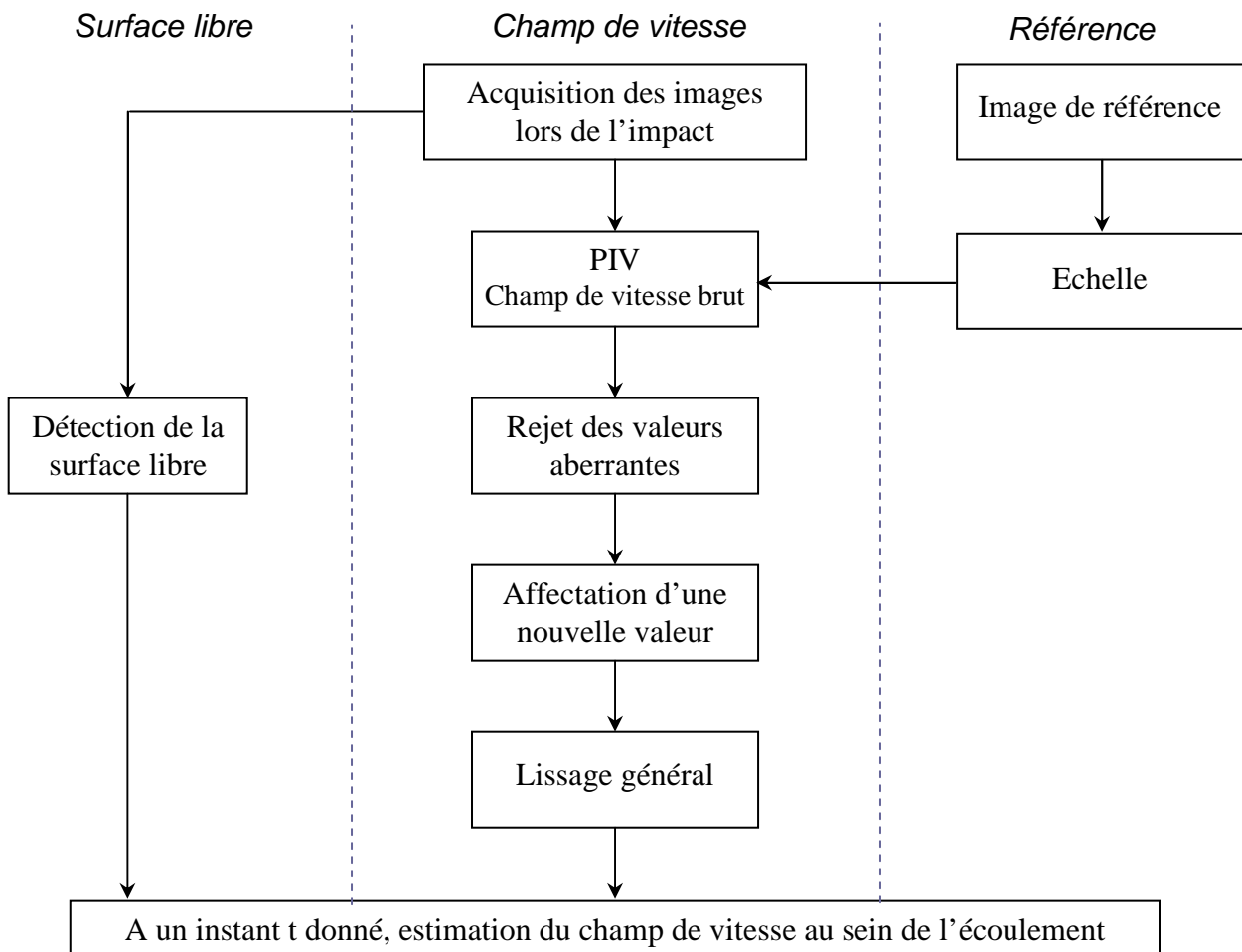


Fig. 3.7 - Organigramme détaillé du traitement réalisé pour déterminer le champ de vitesse au sein de l'écoulement.

L'organigramme est articulé autour des trois thèmes suivants :

✓ Surface libre

La détection de la surface libre permet de déterminer la position de la surface libre de l'écoulement. Le procédé utilisé est celui décrit dans la section 1.2.2 du présent chapitre.

✓ Champ de vitesse

Pour déterminer le champ de vitesse brut, nous utilisons le logiciel WIMA développé par le laboratoire d'imagerie de Saint-Etienne [64]. Le procédé mis en œuvre est celui décrit dans la section 1.3.1.1 du présent chapitre. Le champ de vitesse brut est stocké sous forme de fichiers txt ; on associe à chaque couple (P_n^x, P_n^y) qui caractérise le centre de la $n^{\text{ème}}$ zone de calcul un couple (V_n^x, V_n^y) qui caractérise la vitesse de la $n^{\text{ème}}$ zone de calcul. Ce champ brut est traité sous Matlab. Les composantes normales et verticales c'est à dire parallèles et perpendiculaires au fond de la vitesse de la $n^{\text{ème}}$ zone de calcul sont traitées de manière indépendante en utilisant le même algorithme dont voici les deux grandes étapes :

- Etape 1: Détection des valeurs aberrantes

Des phénomènes perturbateurs, décrits dans la section 1.3.1.2 du présent chapitre, détériorent la qualité de l'image et entraîne des erreurs lors du calcul des vitesses. Ces valeurs aberrantes sont détectées en comparant la vitesse de chaque zone de calcul par rapport à celle des zones de calcul voisines. Le critère d'acceptation de la vitesse d'une zone de calcul est :

$$V_n \in [\bar{V} - 1.5E, \bar{V} + 1.5E].$$

V_n = Vitesse de la $n^{\text{ème}}$ zone de calcul

\bar{V} = Moyenne des vitesses des zones de calcul voisines

E = Ecart type des vitesses des zones de calcul voisines

- Etape 2: Affectation d'une nouvelle valeur

Lorsque la vitesse d'une zone de calcul est détectée comme aberrante, on lui affecte une nouvelle valeur qui correspond à la moyenne des vitesses des zones de calcul voisines.

✓ Référence

Cette étape permet de déterminer l'échelle pour passer des pixels aux centimètres. Pour cela, avant de réaliser un écoulement dans le canal, on place une mire de dimension connue à l'emplacement où le faisceau laser éclaire l'écoulement. L'image prise lorsque la mire est en place permet de déterminer l'échelle pour passer des pixels aux centimètres.

1.3.2.2/ Phénomènes perturbateurs et limitations associées

Voici la liste des phénomènes perturbateurs que nous avons rencontrés lors de l'utilisation du procédé pour déterminer le champ de vitesse de l'écoulement. Ces problèmes ont eu comme conséquences pratiques de restreindre certaines de nos études. Lorsque cela a été le cas, nous le mentionnons.

- Présence d'un obstacle

Comme nous l'avons déjà mentionné, le champ de vitesse a été calculé dans un plan situé au centre de l'écoulement et parallèle à sa direction. La caméra a donc été réglée de façon à ce que l'image soit nette à 15 cm du bord du canal. Lors de l'étude de l'impact de l'écoulement avec un obstacle, nous avons utilisé un obstacle qui obstrue complètement l'écoulement. Par conséquent, les bords de l'obstacle sont en contact avec les bords du canal. Il est impossible que l'obstacle apparaisse nettement sur l'image puisque la netteté est réglée sur un plan situé largement en retrait. Par conséquent, il existe autour de l'obstacle une zone floue, illustrée par la figure (3.8) qui perturbe l'estimation de la vitesse à cet endroit.

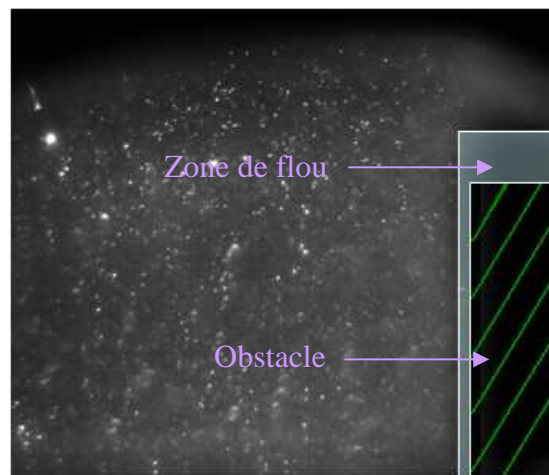


Fig. 3.8 - Illustration du flou provoqué par l'obstacle.

- Intensité lumineuse du faisceau laser
 - Influence des bulles d'air sur l'éclairage

Du fait de la viscosité élevée du matériau, la fabrication d'une solution de Carbopol est sujette au problème d'incorporation de bulles d'air. Vu les grands volumes utilisés pour nos expériences, nous n'avons pas pu résoudre ce problème par la mise en oeuvre d'un dispositif de

type cloche à vide. En fonction de leurs propriétés géométriques, lorsque ces bulles sont éclairées par le laser, elles peuvent réfléchir fortement la lumière au point de saturer une zone de l'image et de rendre le calcul de vitesse impossible.

- Opacité au fond de l'écoulement

La présence de bulles au sein de l'écoulement entraîne une grande diffusion du faisceau laser. Pour une intensité lumineuse donnée, il existe donc une hauteur d'écoulement critique à partir de laquelle une partie de l'écoulement n'est plus correctement éclairée. Dans notre cas, le laser n'a pas permis d'éclairer la totalité de l'écoulement en amont de l'obstacle, zone où la hauteur de l'écoulement est la plus grande. Généralement, en amont de l'obstacle, 10% de la hauteur en contact avec le fond n'a pas pu être correctement éclairé si bien que nous n'avons pas pu y estimer les vitesses.

Notons que ce problème ne peut pas être résolu par la simple utilisation d'un laser plus puissant. En effet, on risque alors d'augmenter le problème de saturation de certaines zones dû aux bulles d'air. Un compromis s'imposait donc.

- Temps de pose de la caméra

Le temps de pose utilisé pour l'acquisition des images est fonction de la dynamique de l'écoulement observé. Pour que l'image soit nette, il doit être suffisamment court. Plus la dynamique de l'écoulement est grande et plus le temps de pose est petit. Le temps de pose est également conditionné par l'éclairage ambiant. En fonction de celui-ci, le temps de pose doit être adapté pour qu'une quantité suffisante de lumière soit captée.

Dans le cas de notre application pour des écoulements incidents dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4, la condition sur le temps de pose imposée par la dynamique de l'écoulement est incompatible avec la condition imposée par l'éclairage ambiant. Nous avons obtenu soit des images trop sombres soit des images floues. Par conséquent nous n'avons pas pu mettre en œuvre le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement pour des nombres de Froude de l'écoulement incident supérieurs à 1.4.

- Forme du front

Etant donnés les effets de bord, le front de l'écoulement n'est pas rectiligne mais courbé. Ceci est dû au fait que le centre de l'écoulement avance plus vite que les bords puisqu'il n'est pas sujet au frottement provoqué par les parois. Les propriétés optiques d'une solution de carbopol sont telles qu'il n'est pas possible de voir à l'intérieur si la solution n'est

pas en contact avec une paroi transparente. Par conséquent, si le faisceau de la caméra est orthogonal à l'écoulement, il existe une zone, illustrée par la figure (3.9) et (3.10) dans laquelle il n'est pas possible de voir nettement lors du passage du front de l'écoulement.

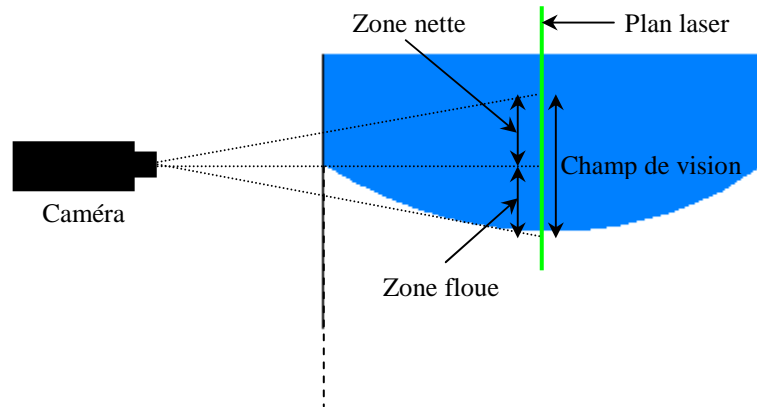


Fig. 3.9 - Illustration de la présence d'une zone de flou due à la forme du front. L'écoulement est vu de dessus.

Cette particularité implique que lorsque l'écoulement entre dans le champ de vision de la caméra, il n'est pas possible d'accéder au champ de vitesse au sein de l'écoulement.

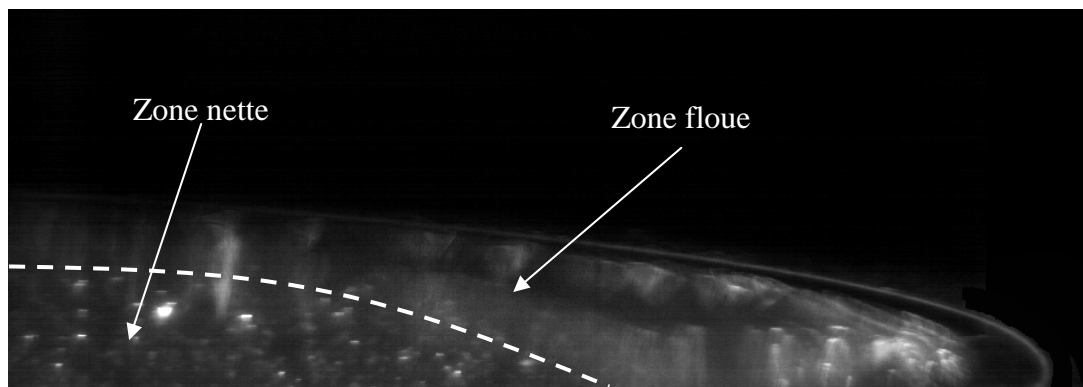


Fig. 3.10 - Illustration de la présence d'une zone de flou due à la forme du front. L'écoulement est vu de côté.

1.3.2.3/ Précision

L'incertitude sur l'estimation de la vitesse locale de l'écoulement est due essentiellement de la qualité des images. La qualité des images a été diminuée à cause des zones de flou et des zones de saturation qui proviennent principalement de la présence de

bulles d'air dans l'écoulement. En pratique, il a été délicat de quantifier l'erreur de mesure associée à l'estimation du champ de vitesse car nous ne disposons pas d'un autre procédé de mesure pour effectuer une comparaison. L'erreur de mesure a été estimée en appliquant le procédé de mesure de vitesse au sein de l'écoulement à un écoulement monodirectionnel en régime permanent uniforme. En effet, pour ce type d'écoulement, il existe une zone appelée plug décrite dans la section 2.2 du présent chapitre où la vitesse est constante. En étudiant la variabilité des mesures de vitesse [65] dans cette zone où elles sont théoriquement constantes, nous avons estimé l'erreur relative sur la mesure locale de vitesse à $\pm 10\%$.

1.4/ Dispositif de mesure de pression

1.4.1/ Description

Le dispositif de mesure de pression est basé sur la mise en œuvre de capteurs de force XFCT 300 de marque FGP. La technologie des capteurs de force est de type jauge de contrainte. Elle est basée sur la déformation de résistances électriques montées dans ce cas en pont de Weaston. Nous avons retenu cette technologie car, contrairement à la technologie piézoélectrique, elle peut être utilisée avec n'importe quel type de fluide en particulier avec des fluides conducteurs.

Etant donnée la dynamique des écoulements que nous souhaitons réaliser - hauteur de l'ordre de quelques centimètres et vitesse de l'ordre d'un mètre par seconde -, nous avons estimé que la pression totale exercée sur l'obstacle pouvait atteindre environ 1500 Pa.

Pour des capteurs de type jauge, la technologie actuelle ne permet pas d'envisager une étendue de mesure plus petite que [0,2] N. Pour qu'une pression de 1500 Pa puisse être mesurée en utilisant correctement cette étendue de mesure, il faut que le capteur soit monté sur une surface d'environ 10 cm². Qu'une telle surface soit montée sur un seul capteur nous a fait craindre des problèmes de flexion qui auraient rendu la mesure inexploitable. Pour cette raison, nous avons envisagé un montage avec deux capteurs reliés entre eux par une surface rectangulaire de 10 cm², nommée partie sensible puisque c'est elle qui transmet les efforts exercés par l'écoulement aux capteurs. Avec ce montage, une pression de 1500 Pa engendre une force de 0.75 N sur chaque capteur qui fonctionne donc sur un peu moins de la moitié de son étendue de mesure. La partie sensible a pour dimension 1 cm de large et 10 cm de long. Nous n'avons pas souhaité augmenter sa surface ce qui aurait permis de réaliser des mesures en utilisant une plus grande partie de l'étendue de mesure afin que les mesures de pression puissent être assimilées le plus rigoureusement possible à des mesures locales.

Les capteurs montés sur la partie sensible sont logés dans le corps de l'obstacle comme l'illustre la figure (3.11). Leur position est ajustée pour faire en sorte que la partie sensible affleure la surface de l'obstacle au contact de l'écoulement. L'intérieur de l'obstacle a été aménagé pour que la partie sensible puisse translater sans frottement. Comme les capteurs fonctionnent en traction compression, le dispositif ne mesure que des efforts normaux à l'obstacle. La pression exercée sur l'obstacle est estimée de la manière suivante :

$$P_{obs} = \frac{F_1 + F_2}{S_{partie.sensible}}$$

F_1 est la force mesurée par le premier capteur,

F_2 est la force mesurée par le deuxième capteur,

$S_{partie.sensible}$ est la surface de la partie sensible.

L'encombrement du dispositif de mesure impose que l'obstacle ait une épaisseur de 2 cm et une hauteur minimale de 2,4 cm. Dans le but d'effectuer des mesures de pression à des hauteurs différentes, la partie sensible a été montée de manière dissymétrique et la hauteur de l'obstacle est ajustée avec des cales de 2 mm d'épaisseur pouvant se fixer aussi bien au-dessus qu'en-dessous de l'obstacle.

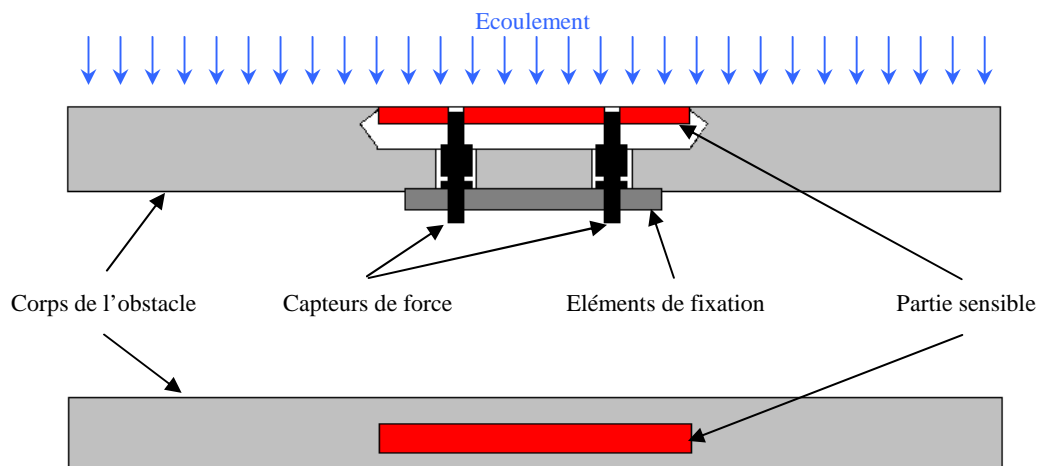


Fig. 3.11 - Schéma du principe de fonctionnement du dispositif de mesure de pression. Vue de dessus en coupe et vue de face.

1.4.2/ Calibration et précision

1.4.2.1/ Calibration

Comme il est impossible de monter les capteurs de façon parfaitement coaxiale, le montage utilisé crée des contraintes de flexion résiduelles au sein des capteurs. Il est donc indispensable de calibrer les capteurs une fois montés car les données du fabricant ne sont plus valables. A l'aide de masselottes dont la masse est connue au centième de gramme, on a effectué une calibration sur la gamme [0;1] Newton. La figure ci-dessous illustre la calibration d'un capteur et atteste que sa réponse est linéaire pour la gamme considérée.

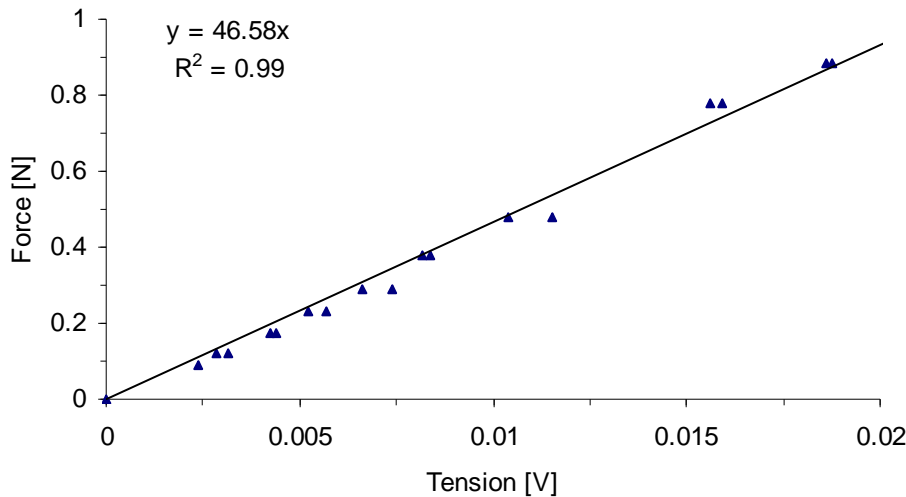


Fig. 3.12 - Illustration de la calibration d'un des capteurs de force.

1.4.2.2/ Précision

L'incertitude sur la mesure de force et donc de la pression a été calculée en utilisant la courbe d'étalonnage des capteurs. Pour chaque point d'étalonnage, on a calculé la différence entre la valeur mesurée et la valeur calculée en utilisant le coefficient d'étalonnage. On a ensuite calculé l'écart type sur l'ensemble des différences obtenues. En se basant sur l'hypothèse d'une répartition gaussienne, on a estimé l'erreur en prenant deux fois l'écart type. On obtient ainsi pour chaque capteur :

$$F_1 = \Delta(Tension_1) \times 46.578 \pm 0.034$$

$$F_2 = \Delta(Tension_2) \times 43.435 \pm 0.025$$

On obtient donc :

$$F_{obs} = F_1 + F_2 \pm 0.059 \quad (3.2)$$

Puisque l'erreur de mesure est constante car elle provient de la calibration, il faut que le dispositif de mesure de pression mesure des forces suffisamment grandes de façon à ce que l'erreur relative soit minimale. Comme les valeurs caractéristiques de force maximale exercée sur la partie sensible sont comprises entre 0.855 et 1.257 N, l'erreur relative sur les mesures de force présentée dans le chapitre suivant varie entre 4.7 et 6.9 %.

II/ Validation des dispositifs de mesure

La mise en œuvre de dispositifs innovants pour la mesure de la pression et de la vitesse au sein de l'écoulement a nécessité une validation spécifique.

2.1/ Validation du dispositif de mesure de pression

Avant chaque série de mesures, nous avons systématiquement testé en statique le dispositif de mesure de pression à l'aide d'une masse connue. Nous nous sommes ainsi assurés que la valeur mesurée était égale à la valeur de référence en tenant compte de l'erreur absolue de l'équation (3.2). Comme cette phase de contrôle a toujours été satisfaisante, nous n'avons jamais eu besoin de recalibrer le dispositif de mesure de pression. En raison du caractère transitoire des phénomènes étudiés, il a également été nécessaire de tester au préalable le dispositif de mesure de pression avec une sollicitation dynamique, l'objectif de cette étape étant de mettre en évidence une éventuelle résonance du dispositif de mesure lors de l'acquisition.

Le dispositif de mesure de pression a été sollicité de manière à se rapprocher d'une impulsion de type Dirac. De cette manière, on comptait exciter toutes les fréquences du système. La figure (3.13) illustre l'analyse fréquentielle qui a été réalisée sur les réponses obtenues.

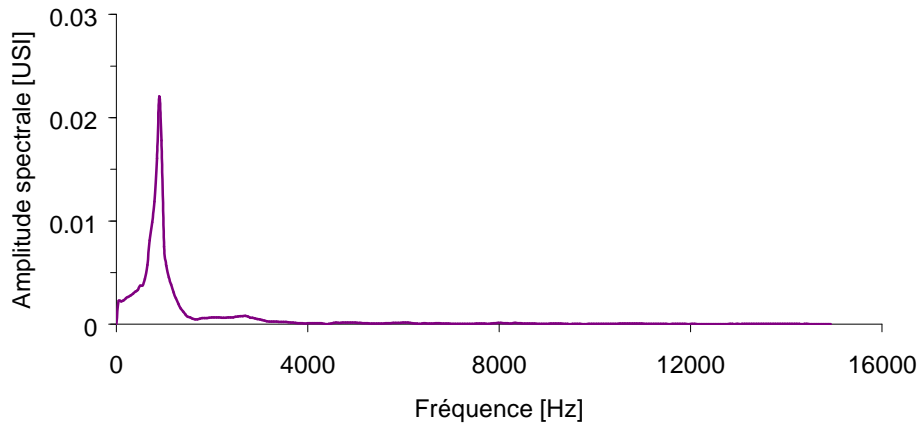


Fig. 3.13 - Illustration de l'analyse fréquentielle effectuée sur la réponse du système à une impulsion de type Dirac.

Elle met clairement en évidence une fréquence propre du système au voisinage de 1000 Hz. L'amplification des fréquences inférieures à cette valeur est un biais de mesure dû au fait que l'impulsion n'est pas un Dirac parfait. Pour mettre en évidence une éventuelle amplification du signal due à une résonance, il faut réaliser une analyse fréquentielle similaire sur le signal de tension de chaque capteur obtenu lors d'un impact avec un écoulement. La figure (3.14) met en évidence que les fréquences excitées lors d'un impact sont comprises entre 0 et 20 Hz. Par conséquent, on constate qu'il n'y a pas de risque d'amplification artificielle du signal. Celui-ci peut être exploité tel quel sans ajout d'un quelconque filtre.

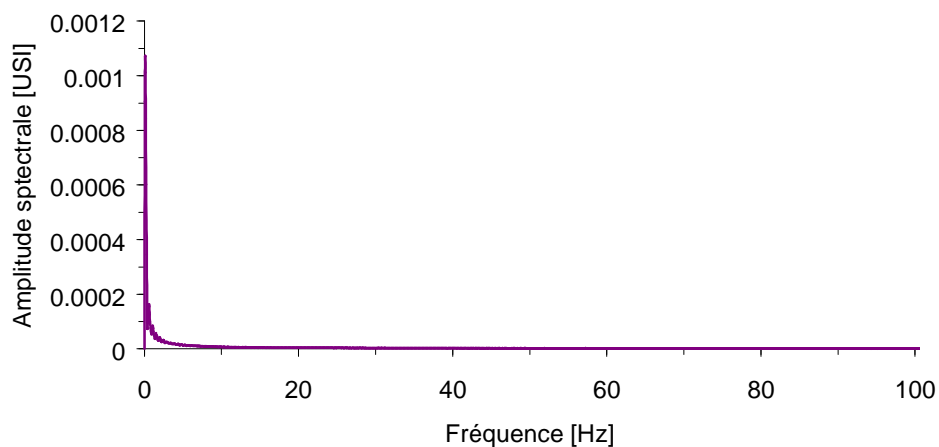


Fig. 3.14 - Illustration de l'analyse fréquentielle effectuée sur la réponse du système à une impulsion de type Dirac.

2.2/ Validation du dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement

Afin de contrôler la pertinence de l'estimation du champ de vitesse au sein de l'écoulement par PIV, nous avons réalisé des essais en régime permanent uniforme en l'absence d'obstacle. Dans ce cas précis, il existe une expression théorique du profil des vitesses en fonction de la pente et des paramètres rhéologiques du fluide [26, 66, 67]. Il a donc été possible de procéder à une comparaison pour vérifier la concordance entre le profil mesuré par PIV et le profil analytique.

2.2.1/ Profil théorique en régime permanent

Afin d'établir le profil théorique des vitesses, on considère l'écoulement mono-directionnel d'un fluide homogène incompressible sur un plan incliné infiniment large. La pression p_0 à l'extérieur du fluide est uniforme et on néglige les effets de tension superficielle. Le comportement du fluide est de type Herschel-Bulkley. En cisaillement simple, sa loi de comportement s'écrit :

$$\tau = \tau_c + \kappa \left(\frac{dV}{dy} \right)^n$$

En imposant que $\forall x, V(y=0) = 0$ et en considérant un régime permanent uniforme, la vitesse notée v s'écrit [26, 66, 67] :

$$V_1(y) = \frac{n}{n+1} (\varepsilon y_0^{n+1})^{\frac{1}{n}} \left[1 - \left(1 - \frac{y}{y_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]$$

$$\text{Pour } y \in [0, y_0]$$

$$V_2(y) = \frac{n}{n+1} (\varepsilon y_0^{n+1})^{\frac{1}{n}}$$

$$\text{Pour } y \in [y_0, H]$$

$$\text{Avec } \varepsilon = \frac{\rho g \sin \alpha}{\kappa} \text{ et } y_0 = H - \frac{\tau_c}{\rho g \sin \alpha}$$

Ce profil de vitesse est caractéristique des fluides à seuil. Il existe une zone d'épaisseur y_0 en contact avec la paroi dans laquelle le fluide est cisailé alors que le reste du fluide ne l'est pas. Dans cette seconde zone, tout se passe comme si le fluide était rigide.

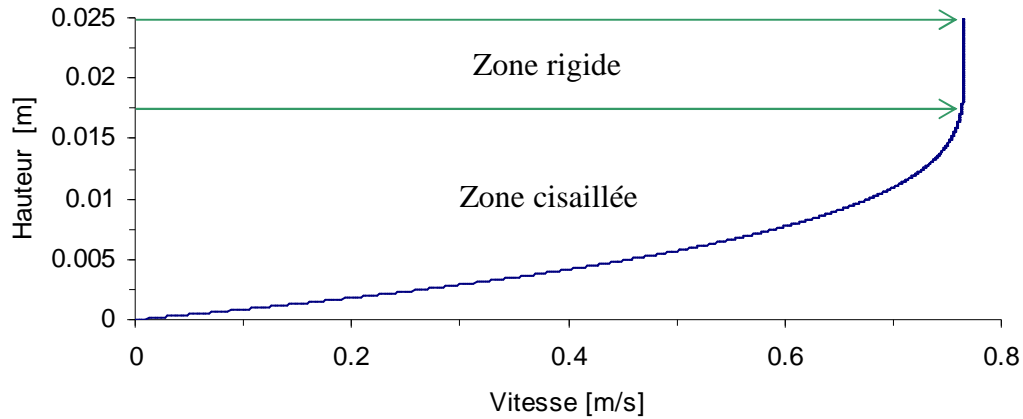


Fig. 3.15 - Profil de vitesse en régime permanent uniforme pour un écoulement de 2.5 cm d'épaisseur sur un plan incliné à 7.5°. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

2.2.2/ Comparaison entre le profil de vitesse expérimental et théorique

La figure (3.16) présente le profil de vitesse expérimental (rouge) et théorique (noir). Le profil de vitesse théorique a été calculé en utilisant les valeurs des paramètres rhéologiques caractéristiques du fluide dont nous nous sommes servis pour générer l'écoulement ainsi que la pente du canal. Les paramètres rhéologiques du fluide ont été déterminés en utilisant le protocole opératoire décrit dans la section 3.6.1 du chapitre 2. Dans ce chapitre, nous avons mentionné que l'erreur relative sur l'estimation des paramètres rhéologiques est $\pm 10\%$ sur κ , $\pm 10\%$ sur τ_c et $\pm 5\%$ sur n . Pour tenir compte de cette erreur relative, nous avons ajouté sur la figure (3.16) l'ensemble des profils de vitesse obtenu pour les valeurs possibles de chaque paramètre. Ces profils forment un plan matérialisé en cyan.

Conformément aux prédictions du modèle théorique, le profil expérimental met en évidence une zone dans laquelle l'écoulement est cisailé et une zone dans laquelle il ne l'est pas. L'allure du profil expérimental est donc cohérente. Par ailleurs, les vitesses mesurées près du fond laissent supposer qu'il n'existe pas de glissement significatif dans le canal.

En revanche, on constate que les valeurs de vitesse mesurées de manière expérimentale sont très différentes des valeurs théoriques (erreur relative maximale d'environ 100% dans la zone non cisailée). Cette différence doit être commentée en tenant compte de l'incertitude sur l'estimation des paramètres rhéologiques et de l'incertitude sur l'estimation de la vitesse obtenue par PIV. D'une part, comme nous l'avons mentionné dans la section 3.6.2 du chapitre

2, l'estimation des paramètres rhéologiques est sujette à une erreur relative de 10% sur la contrainte seuil et la consistance et de 5% sur les paramètres n . Ces erreurs relatives entraînent une erreur relative bien plus importante sur le profil des vitesses théoriques puisque la vitesse théorique dans la zone cisailée peut ainsi prendre une valeur comprise entre 0.13 m/s et 0.4 m/s. D'autre part, comme nous l'avons mentionné dans la section 1.3.2.3 du présent chapitre, l'estimation des vitesses par PIV est sujette à une erreur relative de 10%. Par conséquent, il est satisfaisant de constater que les intervalles d'incertitude se chevauchent. Cela signifie que l'écart observé entre le profil de vitesse expérimental et le profil de vitesse théorique peut être justifié en grande partie par l'incertitude sur l'estimation des paramètres rhéologiques et par l'incertitude sur l'estimation des vitesses par PIV.

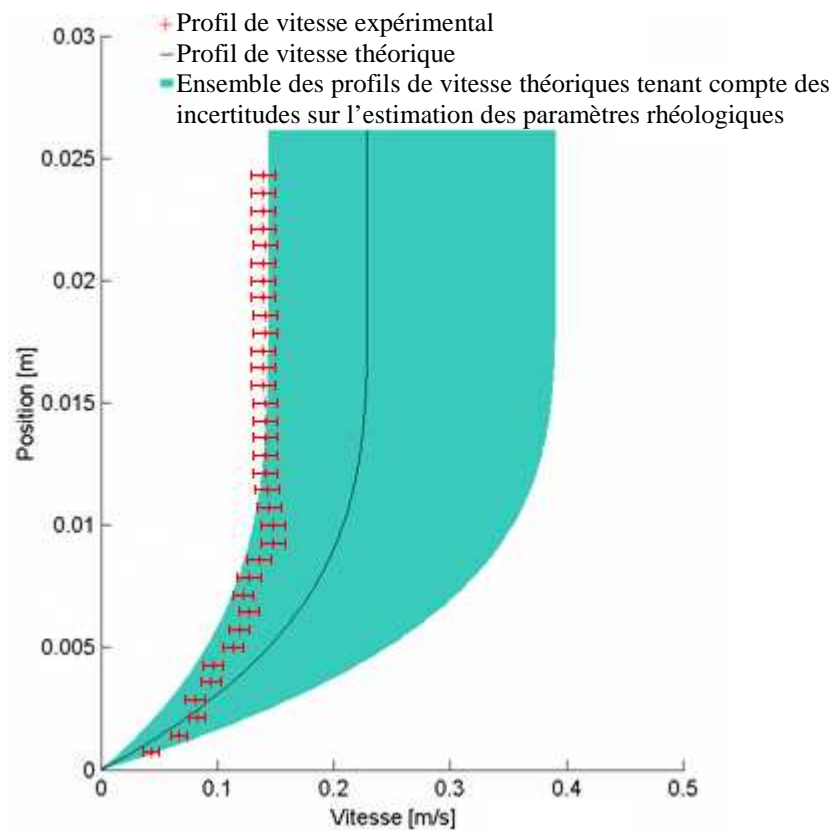


Fig. 3.16 - Profils de vitesse théorique et expérimental obtenus en régime permanent uniforme pour un écoulement de 2.6 cm de hauteur sur un plan incliné à 9°. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.41$, $\kappa = 6.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 9.6 Pa$.

Pour que cette analyse soit complète, il convient également de tenir compte du fait que la hauteur de l'écoulement estimée à partir d'une mesure locale est sujette à une erreur relative de 0.1 cm. Cette incertitude élargie donc encore davantage le plan des profils théoriques. De

plus, dans le cadre de l'étude rhéologique, l'estimation des paramètres rhéologiques du fluide est effectuée en régime stationnaire. Elle est donc caractéristique du fluide dans ce régime d'écoulement. Dans le canal, il est certain que lors de l'impact les caractéristiques du fluide ne sont pas celles déterminées en régime stationnaire. En régime permanent, même si cela nous semble être le cas, il ne nous est pas possible d'affirmer que les caractéristiques rhéologiques du fluide sont bien celles déterminées en régime stationnaire. Cette incertitude qu'il ne nous est pas possible de quantifier élargie donc encore davantage le plan des profils théoriques.

III/ Choix d'une variable d'étude

Pour apporter des éléments de justification aux règles de dimensionnements actuels des ouvrages nous souhaitons faire le lien entre les processus physique locaux qui régissent l'interaction écoulement/ obstacle et la description globale de l'écoulement. La description globale de l'écoulement nécessite de choisir une variable d'étude globale. Ce choix dépend des grandeurs dont on souhaite étudier l'influence et il doit donc être discuté.

3.1/ Variables d'étude à disposition

L'étude des critères de similitude [Chap1, §3.3] a permis de mettre en évidence que dans le cadre d'un écoulement gravitaire à surface libre d'un fluide d'Herschel-Bulkley en présence d'un obstacle, les nombres adimensionnels caractéristiques sont :

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gH \cos \alpha}} \quad G = \frac{\rho g H \sin \alpha}{\tau_c} \quad H_b = \frac{\tau_c}{\kappa} \left(\frac{H}{V} \right)^n \quad N_{obs} = \frac{H}{H_{obs}}$$

$V = V_f$ = vitesse du front de l'écoulement incident [Chap4, §1.1]

H = hauteur du palier de l'écoulement incident [Chap4, §1.1]

n, κ, τ_c = paramètres rhéologiques caractéristiques

α = pente du canal

Ces quatre nombres adimensionnés, décrits de manière exhaustive dans la section 3.3 du chapitre 1 caractérisent la physique de l'interaction entre l'écoulement d'un tel fluide et un obstacle. N'importe quelle grandeur qui décrit cette interaction doit donc s'écrire sous la forme $f(Fr, G, H_b, N_{obs})$.

Pour étudier l'interaction écoulement/ obstacle de manière exhaustive, il convient pour chaque variable de fixer les trois autres et d'analyser son influence. De par l'envergure du travail que cela représente, une telle démarche ne nous a pas semblé réaliste dans le cadre

d'un seul travail. Nous avons donc fait le choix de nous intéresser en priorité à certaines variables. Le choix des variables que nous avons retenues fait l'objet de la section suivante.

3.2/ Critères de choix

Lorsqu'une lave torrentielle a lieu, ses caractéristiques générales sont déterminées dans la plupart des cas de manière rétrospective. Il est en effet rare qu'un observateur soit présent au moment de l'événement et peu de sites disposent d'une station d'enregistrement automatique. Les observations de terrain permettent généralement de déterminer la hauteur moyenne et la vitesse moyenne de l'écoulement ainsi que le volume mobilisé. Le seul nombre sans dimension qu'il est possible de déduire de ces observations est donc le nombre de Froude de l'écoulement naturel. Dans le cas d'une étude à échelle réduite, il est par conséquent logique d'utiliser le nombre de Froude de l'écoulement comme variable puisque c'est dans ce cas que des conclusions pratiques applicables aux phénomènes grandeur réels pourront être le plus facilement tirées.

L'interaction entre un écoulement de fluide complexe et un obstacle a fait l'objet de peu d'études comme nous le mentionnions dans la synthèse bibliographique présentée dans la deuxième partie du chapitre 1. Nous avons néanmoins constaté que les résultats de ces études sont, dans la plupart des cas, présentés en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Cette constatation est principalement justifiée pour la raison détaillée ci-dessus mais également par le fait que l'interaction écoulement/ obstacle est souvent traitée comme un phénomène essentiellement piloté par la dynamique de l'écoulement incident. Le nombre de Froude est alors la grandeur la mieux adaptée puisqu'il caractérise par excellence la dynamique de l'écoulement.

Il nous a donc semblé légitime d'utiliser pour cette étude sur l'interaction écoulement/ obstacle le nombre de Froude de l'écoulement incident comme variable. Afin de respecter la dynamique de l'écoulement, nos expériences à échelle réduite ont été réalisées à des nombres de Froude identiques à ceux qu'il est classique de rencontrer dans le cas de laves torrentielles réelles. Des études de terrain [21] ont montré que le nombre de Froude d'écoulements réels appartient à l'intervalle $[0.5;2]$. Par conséquent nous nous sommes attachés à générer des écoulements de laboratoire dont le nombre de Froude appartient à cet intervalle.

3.3/ Transition de régime et nombre de Froude

Pour un fluide parfait et dans l'hypothèse des eaux peu profondes, \sqrt{gh} caractérise la vitesse de propagation des ondes de surface. Il existe une valeur critique du nombre de Froude pour laquelle la quantité \sqrt{gh} est inférieure ou supérieure à V . Si $Fr < 1$, la vitesse de propagation des ondes de surfaces est plus grande que la vitesse de surface. Ce régime appelé habituellement « régime fluvial » est l'équivalent d'un écoulement subsonique. Si $Fr > 1$, la vitesse de propagation des ondes de surfaces est plus petite que la vitesse de surface. Ce régime est qualifié habituellement de « torrentiel » et il équivaut à un écoulement supersonique. Dans le cas d'un écoulement de fluide d'Herschel-Bulkley, il est intéressant de pouvoir déterminer la valeur critique du nombre de Froude qui correspond au changement de régime expliqué ci-dessus. Dans l'hypothèse des eaux peu profondes, Piau [6] a montré que pour un écoulement de fluide d'Herschel-bulkley, la valeur critique du nombre de Froude s'écrit :

$$Fr_c^2 = 1 + kG \quad (3.1)$$

k est un paramètre qui dépend de la répartition des contraintes normales dans l'écoulement et dont la valeur absolue est voisine de 1. Notons que lorsque la contrainte seuil est nulle ($G = 0$), on retrouve bien la valeur habituelle dans le cas des fluides parfaits.

Dans le cadre de nos expériences, étant donnée la longueur et la hauteur des écoulements générés, l'équation (3.1) est valable. H étant de l'ordre de quelques centimètres, τ_c de l'ordre de quelques Pascals et α de l'ordre de 0.1 radian, $G \approx 10^{-1}$. Par conséquent, le terme correctif peut être négligé si bien que la valeur du nombre de Froude critique reste proche de 1. Nous nous fondons sur cette valeur critique pour présenter les résultats du chapitre 4. Nous nous sommes donc intéressés aux écoulements dont le nombre de Froude est inférieur à 1 (c'est-à-dire à l'écoulement subcritique) et aux écoulements dont le nombre de Froude est supérieur à 1 (c'est-à-dire à l'écoulement supercritique).

3.4/ Ecriture des résultats

Comme nous avons choisi le nombre de Froude comme variable d'étude, nous avons cherché à fixer les trois autres nombre sans dimension. Le nombre d'aspect de l'obstacle a été fixé à 0.86 avec une erreur relative de 5%. Cette erreur relative que nous avons négligée provient de l'épaisseur minimale des cales que nous avons utilisées pour ajuster la hauteur de l'obstacle. Au regard du rapport entre la hauteur des écoulements naturels [Chap1, §3.4] et la hauteur des ouvrages de terrain qui est de l'ordre de quelques mètres cette valeur est à priori pertinente.

Pour pouvoir fixer H_b et G , il faut être à même de modifier indépendamment les paramètres rhéologiques caractéristiques du fluide modèle utilisé. Ceci s'est avéré impossible dans le cadre de nos expériences car nous avons constaté que les paramètres rhéologiques d'une solution d'ETD 2623 de concentration massique de quelques dixièmes de pourcent sont liés. Ainsi dans cette gamme de concentration massique, le rapport entre la consistance et la contrainte seuil est proche de 1. Cette constatation nous a incité à fixer les paramètres rhéologiques caractéristiques du fluide utilisé. Tous les résultats hormis ceux de la section 3.1.2. du chapitre 6 ont été obtenus durant des campagnes de mesure réalisés avec un fluide identique. Celle-ci est caractérisée par les paramètres rhéologiques suivants : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6Pas^n$ et $\tau_c = 4.9Pa$. Par conséquent, comme l'illustre la figure (3.17), H_b et G ont varié avec le nombre de Froude.

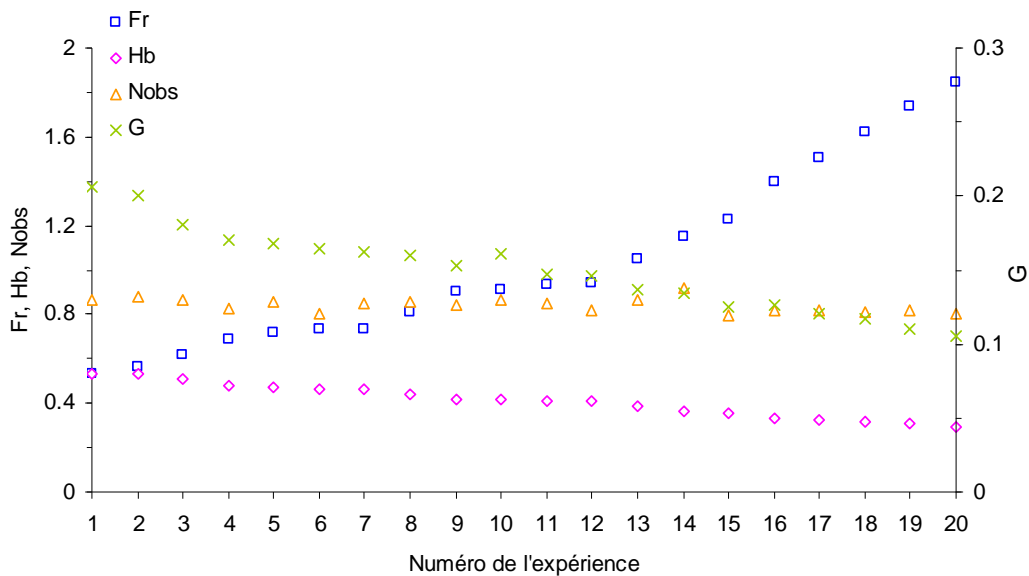


Fig. 3.17 - Valeurs des nombres sans dimension dans le cadres des expériences réalisées

Comme pour une série d'expériences Fr , H_b et G varient il convient d'écrire les résultats issus de ces expériences sous la forme $f(Fr, H_b, G)$ avec $N_{obs} = 0.86$. Cette écriture des résultats n'est pertinente que si Fr , H_b et G sont indépendants. Nous avons donc cherché une éventuelle dépendance entre ces trois nombres. La figure (3.18) illustre l'évolution de H_b et de G en fonction de Fr dans le cadre de nos expériences réalisées avec un fluide dont les caractéristiques rhéologiques sont : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6Pas^n$ et $\tau_c = 4.9Pa$. Elle met clairement en évidence que ces trois nombres sont liés.

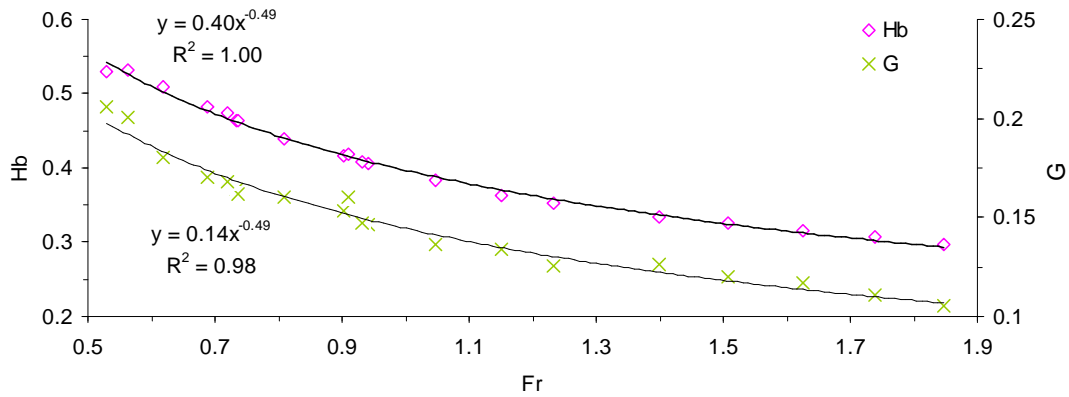


Fig. 3.18 - Evolution de H_b et de G en fonction de Fr dans le cadre des expériences réalisées.

Pour interpréter cette dépendance, il convient de tenir compte du fait que comme τ_c , κ , n et

ρ sont constants, $Fr \propto \left(\frac{V}{H^{1/2}}\right)$, $H_b \propto \left(\frac{H}{V}\right)^n$ et $G \propto \left(\frac{1}{H \sin \alpha}\right)$.

Le lien entre H_b , G et Fr implique que $\left(\frac{V}{H^{1/2}}\right) \propto \left(\frac{H}{V}\right)^n$ et que $\left(\frac{V}{H^{1/2}}\right) \propto \left(\frac{1}{H \sin \alpha}\right)$. En combinant ces deux égalités, on en déduit que :

$$V \propto H^{\frac{n+1}{n}} (\sin \alpha)^{\frac{1}{n}}$$

Comme dans le cadre de nos expériences V et H correspondent respectivement à la vitesse de front et à la hauteur du palier [Chap4, §1.1] il existe donc un lien entre ces deux grandeurs. Ce lien qui fait l'objet d'une discussion dans la section 1.1 du chapitre 4, implique que les résultats issus de ces expériences peuvent être écrits sous la forme :

$$f(Fr) \text{ avec } H_b = 0.40Fr^{-0.49}, G = 0.14Fr^{-0.49} \text{ et } N_{obs} = 0.86.$$

Chapitre 4

MODIFICATION DE L'ÉCOULEMENT EN AMONT DE L'OBSTACLE

Pour apporter des éléments novateurs au thème de l'interaction écoulement/ obstacle, nous avons proposé de compléter la vision globale que nous avons déjà du phénomène par une vision locale. La vision globale actuelle repose sur une description moyenne de l'écoulement sur laquelle sont basés par exemple des travaux utilisant les équations de Saint-Venant [22]. L'objectif de ce chapitre est donc de proposer une description locale de l'interaction écoulement/ obstacle. Dans ce but, nous étudions la modification de la hauteur ainsi que la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact.

La première partie est consacrée à la caractérisation de l'écoulement incident et à la méthode spécifique mise en œuvre pour étudier la modification locale de l'écoulement en amont de l'obstacle. Nous présentons donc les grandeurs globales qui décrivent l'écoulement incident puis la méthode pour étudier la modification des grandeurs locales lors de l'impact.

Dans la seconde partie, nous étudions la modification des grandeurs locales lors de l'impact. La variable d'étude est le nombre de Froude, calculé en utilisant les grandeurs globales de l'écoulement incident. Nous présentons nos résultats en distinguant deux régimes de l'écoulement incident : subcritique et supercritique. Cette distinction est basée sur des expériences préalables que nous avons réalisées dans un but prospectif ainsi que sur des travaux antérieurs [36]. Pour chacun de ces régimes, nous avons quantifié la modification de la hauteur ainsi que la vitesse en amont de l'obstacle et nous nous sommes intéressés en particulier à la formation d'une zone morte en amont de l'obstacle.

I/ Présentation de la méthode utilisée

Cette partie traite de la caractérisation de l'écoulement incident ainsi que de la méthodologie et des traitements particuliers mis en œuvre pour caractériser la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle.

1.1/ Caractérisation de l'écoulement incident

1.1.1/ Vitesse de l'écoulement incident

L'étude de l'interaction écoulement/ obstacle a nécessité que nous réalisions des écoulements transitoires dont les caractéristiques évoluent au cours du temps et dans l'espace. Les caractéristiques de notre banc d'essai [Chap3, §1.1] nous ont permis de réaliser des écoulements à charge constante. Par conséquent, l'écoulement ainsi généré est donc caractérisé par un débit constant après la phase transitoire.

Nous avons caractérisé la vitesse de l'écoulement incident par sa vitesse de front. Celle-ci est estimée juste avant l'impact en utilisant le procédé de détection de surface libre présenté dans la section 1.2.2 du chapitre 3. Il permet de connaître la position du front pour chaque image. La vitesse est ensuite déduite du temps entre chaque image et de l'échelle qui donne l'équivalent en millimètre d'un pixel.

1.1.2/ Profil caractéristique de l'écoulement incident

Nous avons mis en évidence la forme de l'écoulement incident en utilisant un capteur à ultrasons. Une fois fixé à une position donnée, ce capteur permet de connaître l'évolution temporelle de la hauteur. Au cours de nos expériences, nous avons pu constater que la vitesse de front déterminée juste avant l'impact correspond à la vitesse débitante lorsque le régime permanent est atteint moyennant les incertitudes sur l'estimation de la vitesse par PIV. Cette observation provient en toute vraisemblance du fait que l'obstacle soit situé suffisamment loin de l'entrée du canal pour que l'écoulement atteigne un régime stationnaire avant l'impact. De cette manière, on peut déduire de la mesure temporelle de la hauteur divisée par la vitesse de front, la hauteur de l'écoulement en fonction de la position dans le canal.

Il est important de noter que le capteur à ultrasons donne une image très altérée du front. Dans cette zone, les variations de hauteur sont en effet trop grandes et la technique de mesure employée par ce capteur est peu adaptée. Cette représentation est néanmoins suffisante dans notre cas car on ne l'utilise que pour son caractère descriptif. La figure (4.1) présente le profil obtenu.

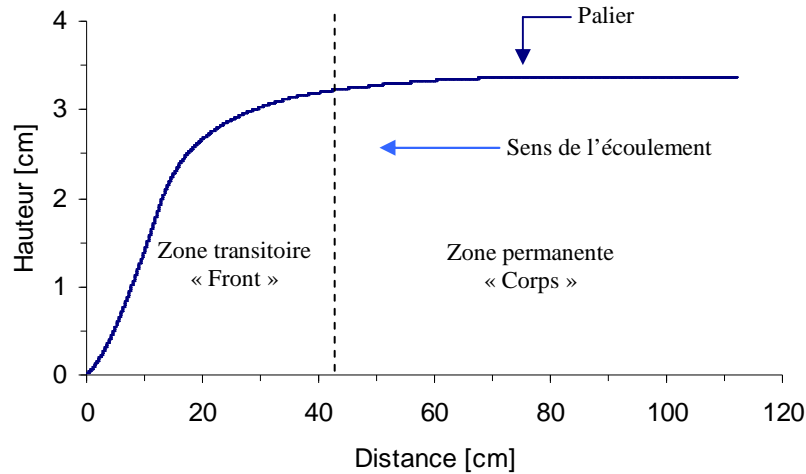


Fig. 4.1 - Profil caractéristique de l'allure de l'écoulement incident obtenu à l'aide d'un capteur à ultrasons. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$, hauteur du palier de 3.37 cm, pente de 5° et vitesse incidente de 39.6 cm.s^{-1} .

L'écoulement incident est constitué de deux parties distinctes : le front et le corps. Le front est caractérisé par une variation de la hauteur de l'écoulement. C'est une zone dans laquelle l'écoulement n'est pas stationnaire. Le corps est caractérisé en revanche par une hauteur constante. Dans cette zone, l'écoulement est stationnaire car la charge qui le génère est constante.

La forme de l'écoulement incident est fonction des propriétés rhéologiques du fluide, de la pente du canal et de la charge dans le réservoir. Ces paramètres fixent la vitesse et la hauteur de l'écoulement incident. Pour toutes les expériences que nous allons présenter, la hauteur d'écoulement notée H correspond à la hauteur du palier et la vitesse de l'écoulement notée V correspond à la vitesse de front. La longueur du palier est fonction du laps de temps durant lequel la charge est maintenue constante dans le réservoir. Ce laps de temps est défini comme le temps caractéristique de l'étude de l'interaction écoulement/ obstacle.

Au cours de nos expériences, nous avons pu constater que la hauteur de palier correspond, moyennant les incertitudes sur la mesure de la hauteur de l'écoulement [Chap3, §1.2], à la hauteur de celui-ci lorsque le régime permanent est atteint. Cette observation est en accord avec celle effectuée sur la vitesse de front et atteste que l'écoulement a atteint un régime stationnaire avant l'impact.

1.2/ Méthodologie utilisée pour caractériser l'impact

1.2.1/ Présentation générale

Lors de l'impact, nous nous sommes intéressés à la modification de deux grandeurs physiques en amont de l'obstacle : la hauteur et la vitesse de l'écoulement. L'évolution de ces grandeurs a été mise en évidence en utilisant le procédé basé sur la PIV décrit dans la section 1.3 du chapitre 3. L'étude de la hauteur de l'écoulement permet de caractériser le régime de l'écoulement : comme la charge qui le génère est constante, le régime permanent est atteint lorsque la hauteur de l'écoulement est constante. L'étude du champ de vitesse permet quant à elle de mettre en évidence de manière précise la déformation en amont de l'obstacle de l'écoulement incident lors de l'impact, et notamment la formation d'une zone morte dont l'étude fait l'objet de la section 2.5 du présent chapitre.

La figure (4.2) illustre la déformation de l'écoulement en amont de l'obstacle. L'origine du temps mentionné sur cette figure correspond au premier contact entre l'écoulement incident et l'obstacle.

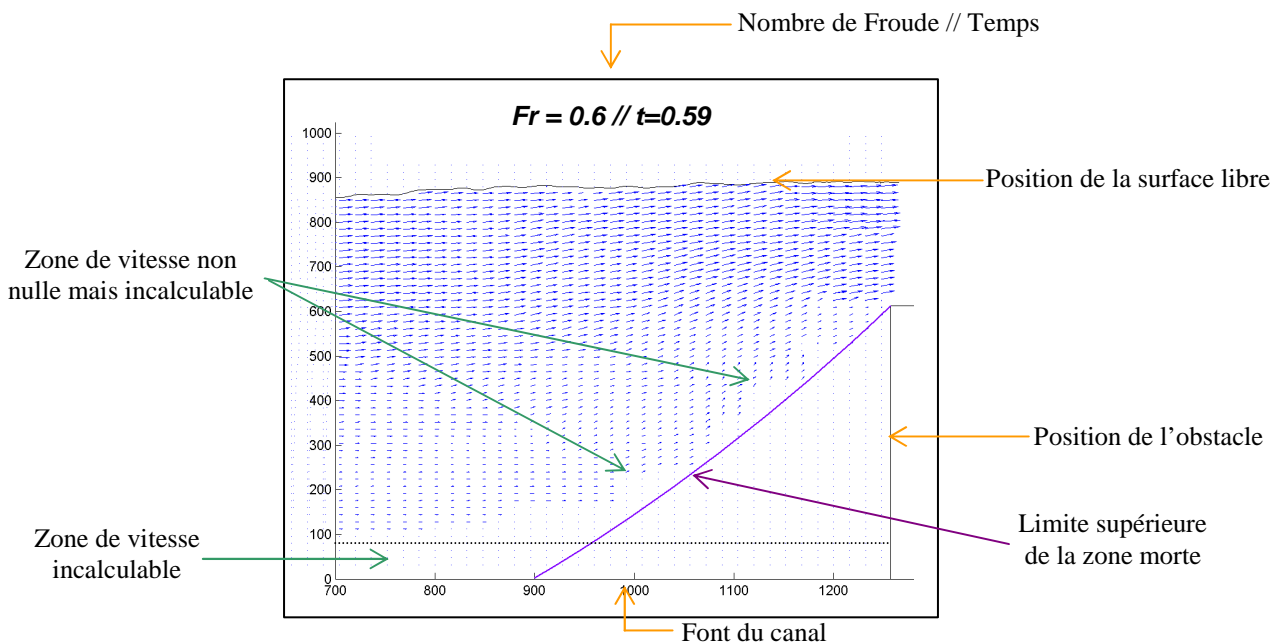


Fig. 4.2 - Illustration de la déformation de l'écoulement incident au voisinage amont de l'obstacle. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

1.2.2/ Méthode d'estimation de la zone morte

En ayant recours au champ de vitesse calculé grâce au procédé basé sur la PIV décrit dans la section 1.3 du chapitre 3, il est possible de déterminer les trajectoires au sein de l'écoulement. Pour les déterminer, on fixe tout d'abord un point de départ dans le champ de vitesse. Comme le champ de vitesse est discrétisé avec un pas de 16 pixels, il n'existe pas nécessairement de vitesse au point choisi. On calcule donc une vitesse locale en effectuant la moyenne des vitesses des points voisins connus. Cette vitesse locale est utilisée ensuite pour effectuer un déplacement dont la taille dépend de la résolution souhaitée (sur la figure (4.3), le déplacement vaut 8 pixels). A cette nouvelle position, on calcule une nouvelle valeur de vitesse locale en utilisant la même méthode que précédemment. En répétant plusieurs fois cette opération, on est alors en mesure de déterminer une trajectoire et en utilisant une multitude de points de départ correctement répartis, on peut alors déterminer l'ensemble des trajectoires dans le champ de vitesse.

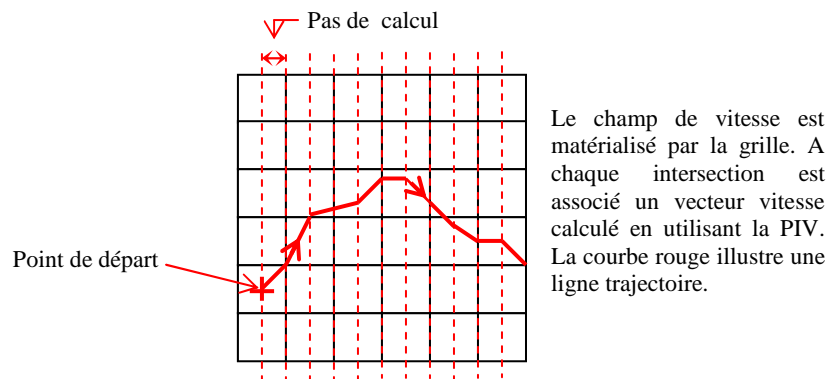


Fig. 4.3 - Illustration de la méthode utilisée pour déterminer les trajectoires

La figure (4.4) illustre les trajectoires en amont de l'obstacle pour un écoulement dont le nombre de Froude vaut 0.92. Nous avons constaté que pour la gamme de nombres de Froude étudié : $[0.5; 1.85]$, l'écoulement reste laminaire, y compris au voisinage de l'obstacle. Cette observation est mise en évidence par le parallélisme des lignes de courant. D'un point de vue qualitatif, l'écoulement est correctement décrit, sauf dans deux zones.

- Une zone où la vitesse est inestimable. Dans le fond, il existe une zone où l'on ne peut pas estimer la vitesse de l'écoulement car la source lumineuse que nous avons utilisée ne permet pas un éclairage satisfaisant [Chap3, §1.3.2.2]. Nous ne pouvons donc pas y utiliser le

procédé de traitement d'image qui nous permet d'estimer le champ de vitesse. Cette zone de vitesse inestimable qui est fonction de la diffusion de la lumière au sein de l'écoulement et donc de sa hauteur est de l'ordre d'une centaine de pixel soit le dixième de la hauteur d'écoulement au voisinage de l'obstacle.

- Une zone où la vitesse est incohérente. A proximité de l'obstacle, les lignes de courant présentent une incohérence: elles indiquent qu'il y a un impact direct avec l'obstacle sans toutefois mettre en évidence que l'écoulement est dévié brutalement. Cette estimation incorrecte s'explique par le maillage utilisé lors du calcul du champ de vitesse. Etant donné que la maille de calcul vaut 64×64 pixels, il est impossible de rendre compte avec exactitude de la variation de la vitesse pour des échelles d'espace plus petites, ce qui est le cas près de l'obstacle.

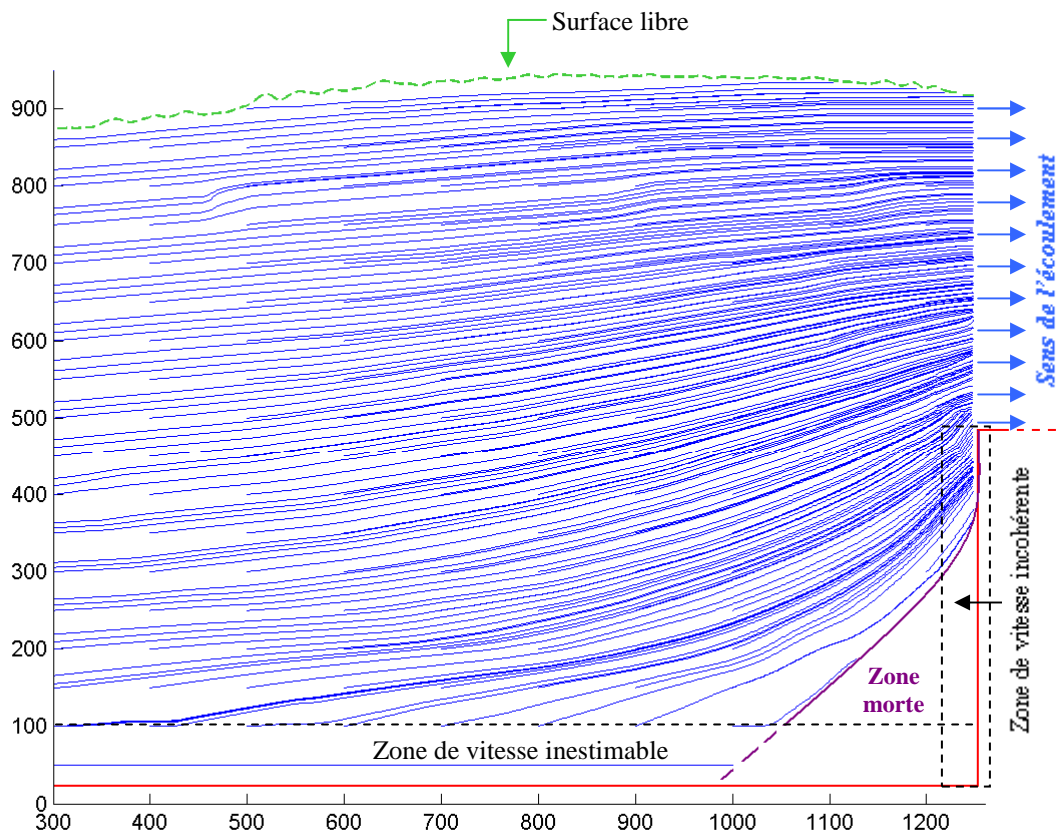


Fig. 4.4 - Illustration de la mise en évidence de la zone morte en amont de l'obstacle par l'étude des trajectoires. Les échelles sont en pixel. Le nombre de Froude de l'écoulement incident vaut 0.92. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

L'étude des trajectoires met en évidence une zone caractérisée par une absence totale de mouvement : la zone morte. Sa limite supérieure est estimée en utilisant la trajectoire la plus proche de l'obstacle. A proximité du fond, dans la zone de vitesse inestimable, la limite supérieure de la zone morte est extrapolée puisqu'il n'existe pas d'informations sur la vitesse. C'est pourquoi elle figure en pointillés. Pour l'extrapoler, nous avons prolongé sa limite supérieure en utilisant la trajectoire connue la plus proche du fond.

II/ Etude de la modification de l'écoulement incident

Cette partie présente les observations que nous avons réalisées sur la modification de la vitesse et de la hauteur de l'écoulement en amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Dans le cadre d'expériences préalables réalisées dans un but prospectif, nous avons observé une modification différente de l'écoulement lors de l'impact selon que l'écoulement incident était subcritique ($Fr < 1$) ou supercritique ($Fr > 1$). Cette observation confortée par l'étude de Armanini et Scotton [36] sur la dynamique de l'impact d'une lave torrentielle avec un obstacle nous a conduit à présenter nos résultats en distinguant deux types de régime d'écoulement incident : subcritique et supercritique.

2.1/ Modification d'un écoulement incident subcritique

Les figures (4.5.a) et (4.5.b) illustrent la modification lors de l'impact d'un écoulement incident subcritique. Dès les premiers instants de l'impact, une zone morte se forme en amont de l'obstacle (C, D). La formation de cette zone qui correspond à un stockage de matériau est associée à un ralentissement notable de l'écoulement en amont de l'obstacle. Le débit étant constant [Chap3, §1.1], la position de la surface libre croît rapidement et entraîne une surverse dont le temps caractéristique est ici de deux dixièmes de seconde. La modification de la surface libre peut être assimilée à la propagation d'une onde qui remonte l'écoulement. Après la surverse, la zone morte continue de croître jusqu'à atteindre une taille maximale qui correspond au volume maximal stockable (E). L'écoulement va alors progressivement s'accélérer. Durant cette phase, la taille de la zone morte diminue légèrement et la position de la surface libre croît lentement (F,G). La zone morte et la surface libre se stabilisent lorsque le

régime permanent est atteint (H). Globalement, la modification d'un écoulement subcritique est caractérisée par une déviation progressive de l'écoulement.

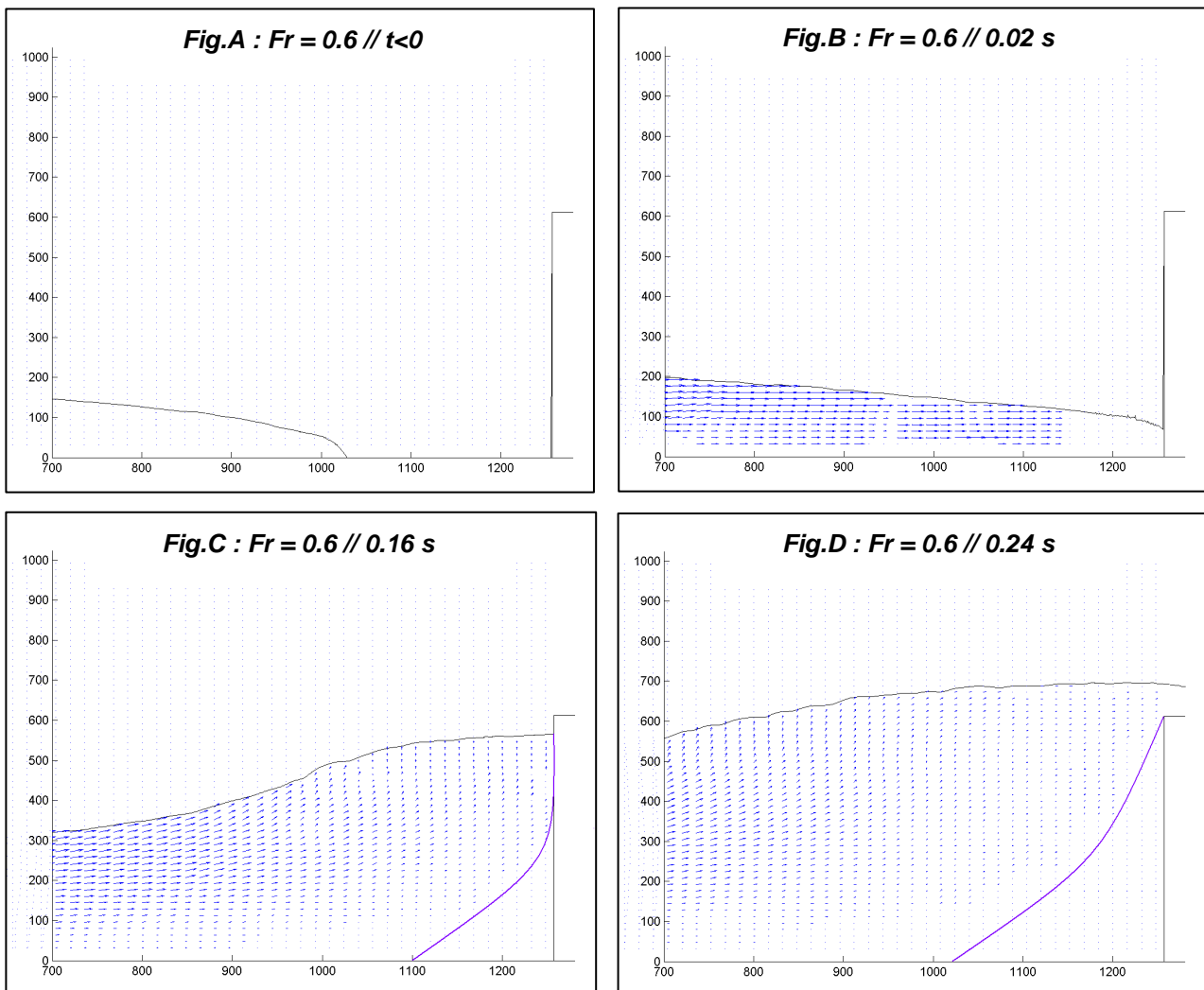


Fig. 4.5.a - Illustration de la modification de l'écoulement incident au cours du temps lors de l'impact dans le cadre d'un régime subcritique. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 \text{ Pa} \cdot \text{s}^n$ et $\tau_c = 4.9 \text{ Pa}$.

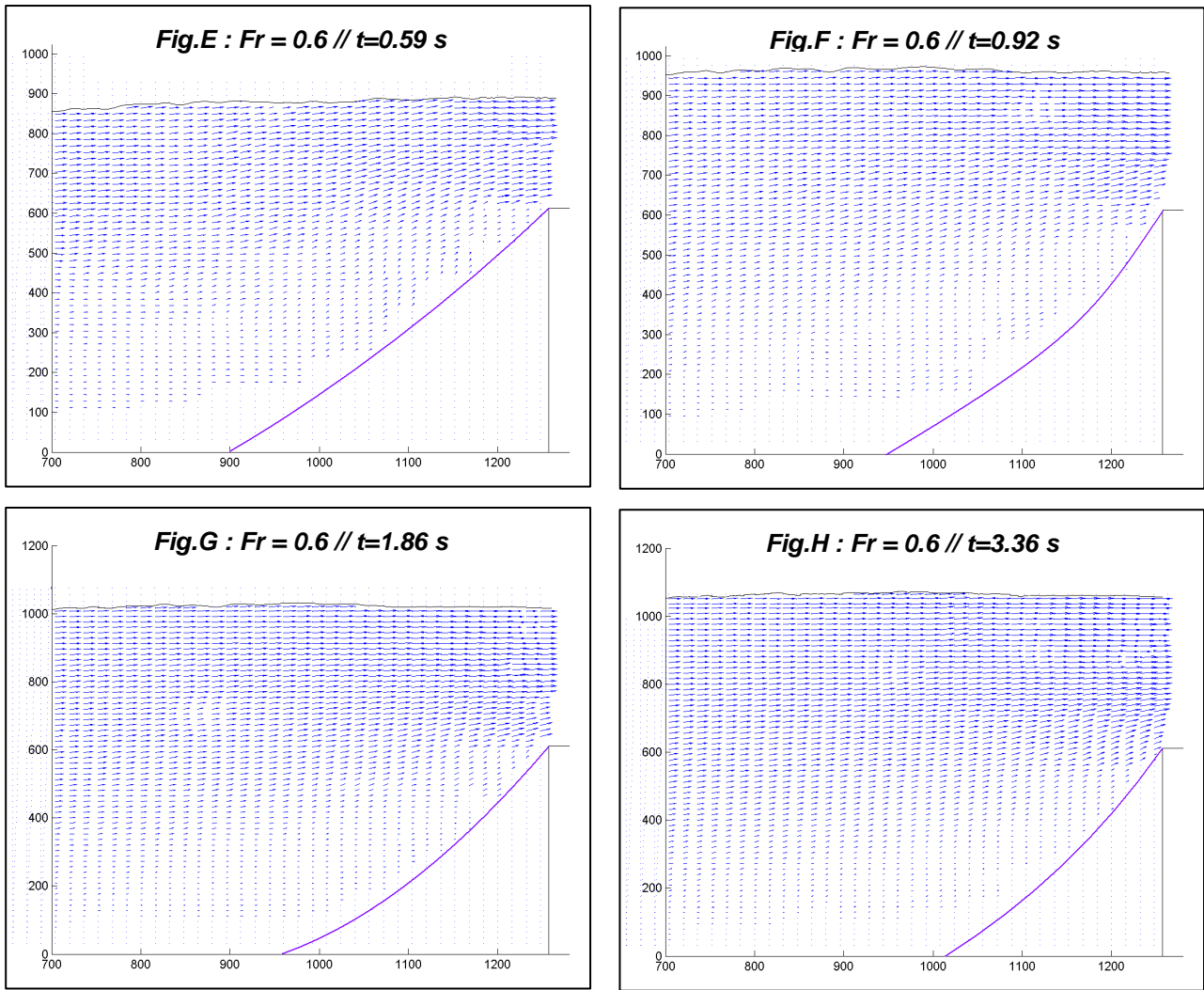


Fig. 4.5.b - Illustration de la modification de l'écoulement incident au cours du temps lors de l'impact dans le cadre d'un régime subcritique. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

2.2/ Modification d'un écoulement incident supercritique

Les figures (4.6.a) et (4.6.b) illustrent la modification lors de l'impact d'un écoulement incident supercritique dont le nombre de Froude est suffisamment grand. Les résultats que nous présentons n'ont en effet été observés que pour des écoulements dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4. Pour ces écoulements, l'obstacle est submergé au bout d'un temps caractéristique de quelques centièmes de seconde. Cette surverse est caractérisée par un jet (B) dont les vitesses peuvent être verticales si le nombre de Froude de l'écoulement incident est suffisamment grand. Le jet est associé à la présence d'une zone morte de petite dimension

au pied de l'obstacle ; la méthode utilisée ne permet pas d'en estimer avec précision la taille, c'est pourquoi elle figure en pointillés. Comme l'impact avec l'obstacle entraîne un ralentissement de l'écoulement, le jet diminue progressivement. Ce ralentissement coïncide avec la croissance de la zone morte. Le débit étant constant, la position de la surface libre augmente sensiblement (C,D,E,F). L'écoulement va alors progressivement s'accélérer. Durant cette phase, la taille de la zone morte diminue légèrement et la position de la surface libre croît lentement (G). La zone morte et la surface libre se stabilisent lorsque le régime permanent est atteint (H). Globalement, la modification d'un écoulement supercritique, dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4, est caractérisé par une déviation brutale de l'écoulement.

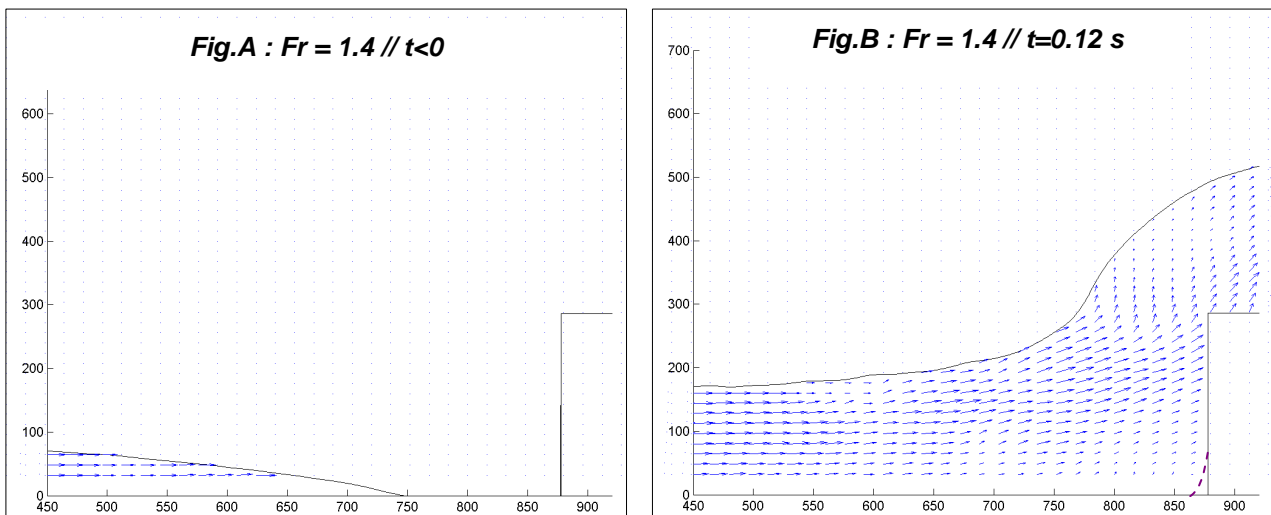


Fig. 4.6.a -Illustration de la modification de l'écoulement incident au cours du temps lors de l'impact dans le cadre d'un régime supercritique dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

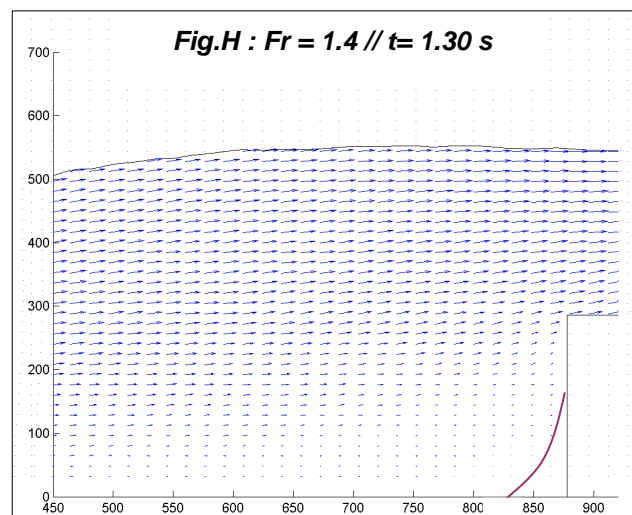
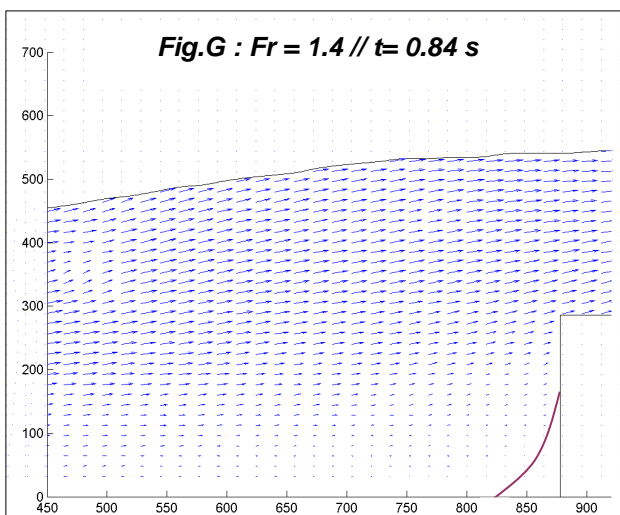
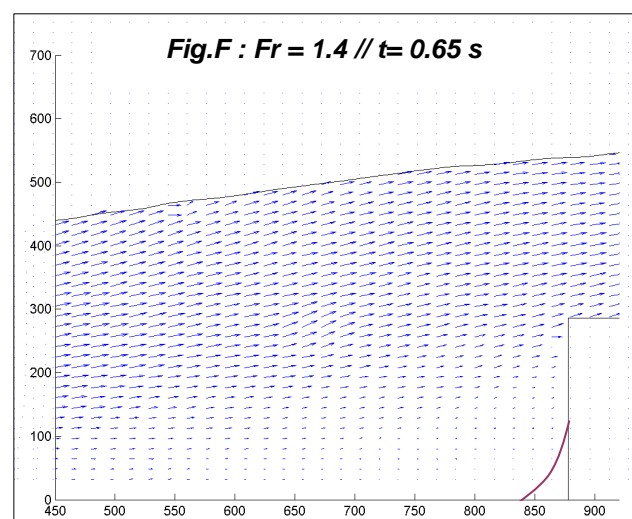
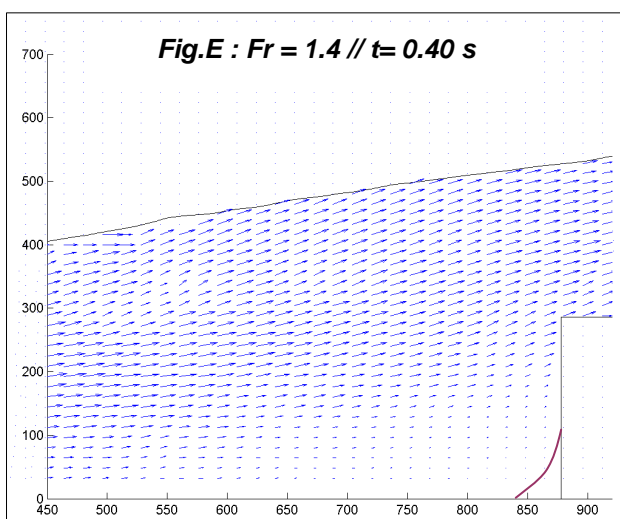
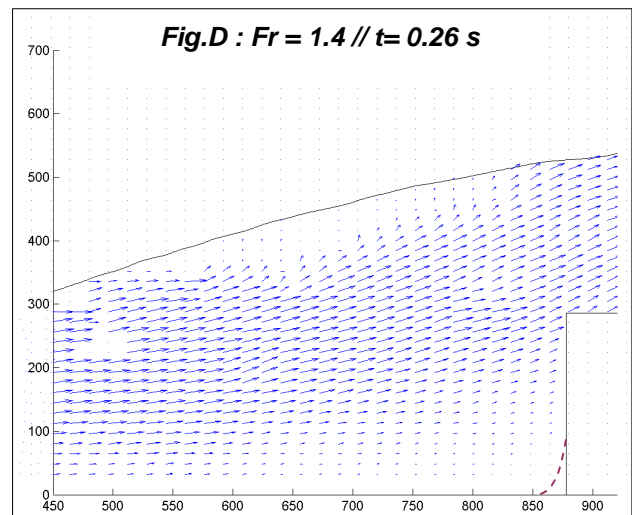
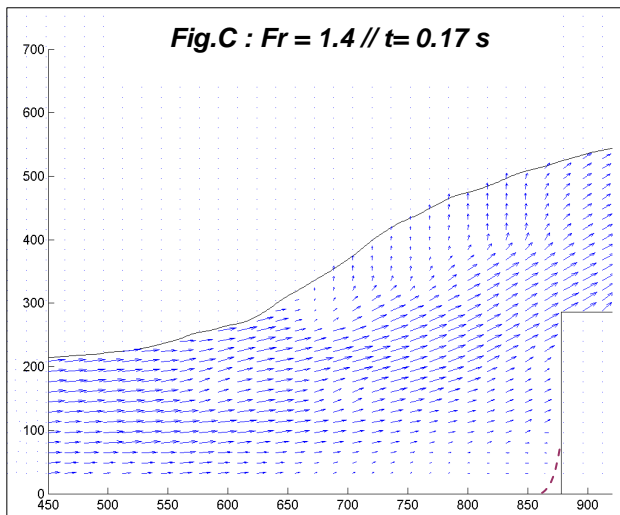


Fig. 4.6.b - Illustration de la modification de l'écoulement incident au cours du temps lors de l'impact dans le cadre d'un régime supercritique dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ et $\tau_c = 4.9 \text{ Pa}$.

2.3/ Conséquence de la présence d'une zone morte en amont de l'obstacle

L'étude de la modification de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement incident en amont de l'obstacle lors de l'impact a mis en évidence la formation d'une zone morte. Cette zone morte, qui correspond à un stockage de matériau, semble avoir une incidence sur la déviation de l'écoulement. Lorsque celle-ci s'établit rapidement, l'écoulement est alors dévié progressivement. En l'absence de zone morte, l'écoulement est en revanche dévié brutalement. Cette observation montre que la zone morte est à priori un élément important à prendre en compte pour comprendre l'interaction écoulement/ obstacle. Nous formulons donc l'hypothèse, qu'en fonction de sa forme, la zone morte modifie la géométrie effective de l'obstacle. En présence d'une zone morte, un obstacle droit est vu par l'écoulement comme un obstacle courbe. Cet effet que nous qualifions « d'effet tremplin » est donc d'une importance capitale puisqu'il modifie l'effet de l'obstacle. Dans une étude sur l'impact d'un écoulement granulaire sur un obstacle [40], l'auteur parle également de « springboard effect » lorsqu'un stockage de matériau est observé en amont de l'obstacle. Il explique que les matériaux stockés se comportent comme un tremplin pour le reste de l'écoulement. Cette mise en évidence du rôle de la zone morte nous a incité à approfondir nos investigations en étudiant précisément sa géométrie. C'est ce que nous présentons dans la section suivante.

2.4/ Géométrie de la zone morte en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

Nous avons étudié l'évolution de la géométrie de la zone morte en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident en utilisant la méthode décrite dans la section 2.1.2 de ce chapitre. La géométrie de la zone morte a été établie lorsque le régime permanent est atteint pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.60 et 1.40. Des problèmes de source lumineuse [Chap3, §1.3.2.2] ne nous ont pas permis de déterminer la géométrie de la zone morte pour des écoulements dont le nombre de Froude est supérieur. Afin de maintenir le nombre d'aspect de l'obstacle constant [Chap1, §3.4], la hauteur de l'obstacle a été ajustée en fonction de la hauteur de l'écoulement incident. Pour pouvoir superposer les différentes zones mortes sur une même figure, leurs dimensions ont été adimensionnées par la hauteur de l'obstacle. L'ordonnée adimensionnée de la zone morte est

estimée avec une erreur absolue de ± 0.05 . L'abscisse adimensionnée de la zone morte est estimée avec une erreur absolue de ± 0.1 . Cette valeur plus élevée tient compte du fait que la zone morte est extrapolée au voisinage du fond. Au regard des dimensions de zone morte présentées, la hauteur ainsi que la longueur adimensionnées sont données avec une erreur relative de 5 à 30%.

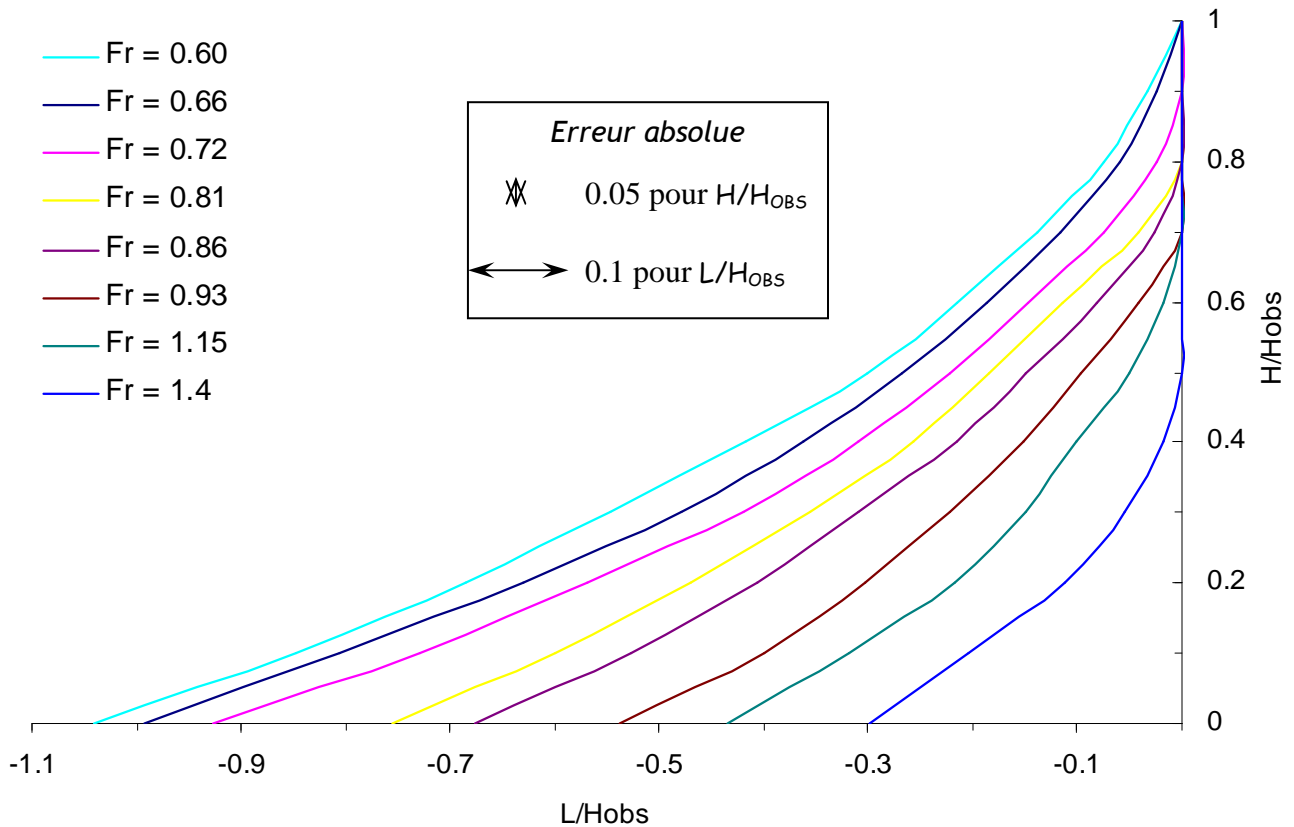


Fig. 4.7 - Géométrie de la zone morte en amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

La figure (4.7) met en évidence que la hauteur de la zone morte n'est pas nécessairement égale à celle de l'obstacle puisqu'à partir d'une certaine valeur de nombre de Froude elle est plus petite. Dans notre cas, on observe que la hauteur de la zone morte est plus petite que celle de l'obstacle pour des valeurs de nombre de Froude supérieures à 0.72.

La présence d'une zone morte provient du fait que le fluide modèle utilisé possède une contrainte seuil. Cette caractéristique implique que lorsque la contrainte de cisaillement appliquée au fluide est inférieure à sa contrainte seuil, celui-ci se comporte comme un solide. Pour une contrainte seuil donnée, l'existence locale d'une zone morte est donc conditionnée

par la contrainte de cisaillement à cet endroit. Ainsi, si dans le cadre de nos expériences nous observons la formation d'une zone morte en amont de l'obstacle, la formation d'une zone morte a été également observée dans le cadre d'écoulements au travers d'une singularité convergente ou divergente [68].

Dans le cadre de nos expériences, la contrainte de cisaillement en amont de l'obstacle est fonction de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement à cet endroit ainsi que du seuil qui est une caractéristique rhéologique du fluide utilisé. La hauteur et la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle dépendent de la vitesse et de la hauteur de l'écoulement incident ainsi que de la taille de l'obstacle. Pour mettre en évidence l'influence de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement incident sur la géométrie de la zone morte, nous avons étudié l'évolution de son aire adimensionnée par le carré de la hauteur de l'obstacle notée A^* en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. La figure (4.8) illustre la tendance que nous avons observée.

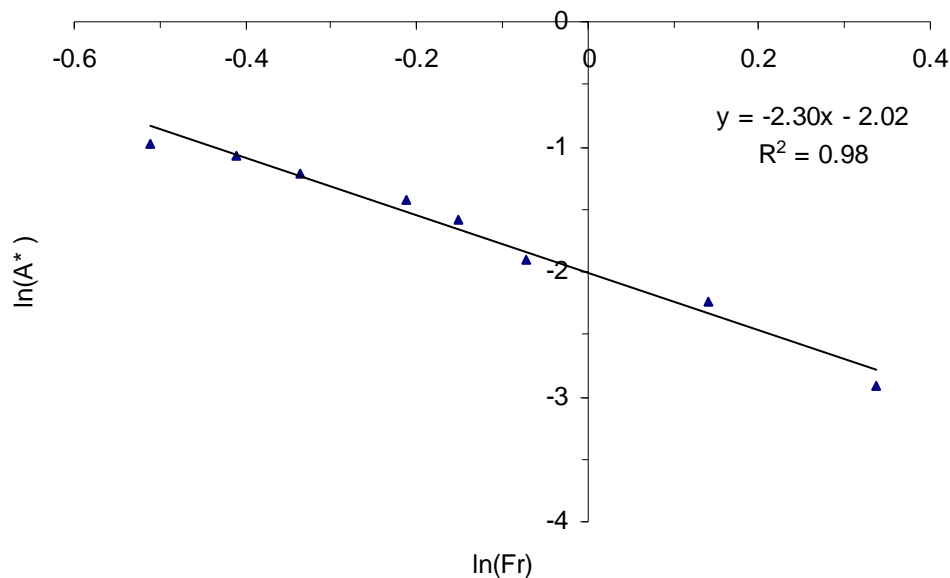


Fig. 4.8 - Evolution de l'aire adimensionnée en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Cette figure met en évidence que l'aire adimensionnée notée A^* peut s'écrire pour $Fr \in [0.6; 1.4]$ sous la forme :

$$A^* = e^{-2.02} Fr^{-2.30} \text{ avec } H_b = 0.40 Fr^{-0.49}, G = 0.14 Fr^{-0.49} \text{ et } N_{obs} = 0.86.$$

De cette tendance, nous déduisons que pour une hauteur de l'écoulement incident fixée, une augmentation de la vitesse de l'écoulement incident entraîne une diminution de l'aire adimensionnée de la zone morte ce qui signifie qu'il y a une augmentation de la contrainte de cisaillement en amont de l'obstacle. Nous déduisons également que pour une vitesse de l'écoulement incident fixée, une augmentation de la hauteur de l'écoulement incident entraîne une augmentation de l'aire adimensionnée de la zone morte ce qui signifie qu'il y a une diminution de la contrainte de cisaillement en amont de l'obstacle.

2.5/ Régimes d'impact

L'étude de la modification de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement incident en amont de l'obstacle lors de l'impact a mis en évidence que l'écoulement peut être dévié de deux manières distinctes.

Dans le cas d'écoulements incidents dont le nombre de Froude est inférieur à 1.4, la déviation de l'écoulement est caractérisée par la formation rapide d'une zone morte de grandes dimensions (sa longueur peut dépasser la hauteur de l'obstacle) en amont de l'obstacle. Le volume de matériaux stockés en amont de l'obstacle est donc important. Le profil de la surface libre évolue progressivement et peut être assimilé à la propagation d'une onde qui remonte l'écoulement. Le régime permanent est atteint au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de plusieurs secondes.

Dans le cas d'écoulements incidents dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4, la déviation de l'écoulement est caractérisée par la formation rapide d'un jet. Les dimensions de la zone morte formée en amont de l'obstacle sont modestes. Nos observations permettent même de formuler l'hypothèse qu'il existe un nombre de Froude critique de l'écoulement incident à partir duquel l'impact est caractérisé par une absence de zone morte en amont de l'obstacle. Le régime permanent est atteint au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de plusieurs dixièmes de seconde.

La mise en évidence de deux types d'impact est cohérente avec les résultats obtenus par Armanini et Scotton [36] sur des écoulements de fluide de Bingham dans des conditions similaires. Une description de l'impact basée sur deux types de régime semble donc cohérente. Nous avons choisi de formaliser nos observations en proposant deux régimes

d'impact que nous avons dénommés en fonction de leurs caractéristiques principales. Nous proposons donc :

- Pour des écoulements dont le nombre de Froude est inférieur à 1.4, l'impact est caractérisé par la formation d'une zone morte. Nous parlerons donc dans la suite de ce travail de « régime d'impact de zone morte ».
- Pour des écoulements incidents dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4, l'impact est caractérisé par la présence d'un jet. Nous parlerons dans la suite de « régime d'impact de jet ».

La valeur du nombre de Froude de l'écoulement incident pour laquelle on observe le changement de régime d'impact est propre aux expériences que nous avons réalisées. En effet la transition de régime est fonction de la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact. Comme nous l'avons montré pour la géométrie de la zone morte dans la section précédente, cette modification dépend de la dynamique de l'écoulement, des propriétés rhéologiques du fluide utilisé et de la taille de l'obstacle. Par conséquent, il est inadapté d'articuler notre présentation en distinguant les écoulements incident subcritiques des écoulements incidents supercritiques puisque le nombre de Froude ne permet pas à lui seul de décrire l'interaction écoulement/ obstacle. Nous avons donc fait le choix d'articuler la suite de notre présentation en distinguant les écoulements incidents dont le régime d'impact est le régime de zone morte, des écoulements incidents dont le régime d'impact est le régime de jet. Cette distinction nous semble plus appropriée puisqu'elle est caractéristique de l'interaction écoulement/ obstacle.

Chapitre 5

ETUDE DE LA PRESSION DYNAMIQUE EXERCEE SUR L'OBSTACLE

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la pression dynamique qu'exerce l'écoulement sur l'obstacle.

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence la modification de la hauteur ainsi que de la vitesse de l'écoulement lors de l'impact en amont de l'obstacle. Cette étude nous a conduit à proposer deux régimes d'impact distincts. Dans la première partie de ce chapitre, nous cherchons maintenant à faire le lien, pour chaque régime d'impact, entre d'une part la modification de hauteur et de vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle et d'autre part le profil temporel de pression dynamique lors de l'impact. De cette manière, nous mettons en évidence les grandeurs locales qu'il nous semble nécessaire de prendre en compte pour interpréter le profil temporel de pression dynamique.

Cette démarche nous permet de proposer pour chaque régime d'impact un processus physique à l'origine de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Pour valider ces processus que nous nommons mécanismes de transmission de pression, nous proposons une modélisation de la pression dynamique exercée sur l'obstacle pour chaque régime d'impact, associée à une comparaison avec les mesures expérimentales. Cette étude fait l'objet de la deuxième partie.

La troisième partie propose une description opérationnelle de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Nous nous intéressons en particulier au coefficient de traînée ainsi qu'au temps caractéristique d'application de la pression dynamique sur l'obstacle. De cette manière, nous apportons des éléments de discussion sur la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles qui figurent au chapitre sept.

I/ Profils temporels de pression

Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.4 du chapitre 3, l'ensemble des expériences que nous avons réalisées dépend de trois variables : le nombre d'Herschel-Bulkley, le nombre G et le nombre de Froude de l'écoulement incident. Par conséquent, lorsqu'on décrit une grandeur en n'utilisant qu'une de ces trois variables, il convient de toujours noter que les autres variables interviennent également puisqu'elles varient. Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle

en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Durant cette étude, le nombre d'Herschel-Bulkley et le nombre G de l'écoulement incident ont donc également varié.

Les profils de pression temporels que nous présentons maintenant en utilisant comme variable d'étude le nombre de Froude de l'écoulement incident ont été obtenus durant la même campagne de mesures que celle qui nous a permis de déterminer la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Les résultats de ces deux études peuvent donc être comparés entre eux puisque le nombre d'Herschel-Bulkley et le nombre G de l'écoulement incident varient dans les deux cas de manière identique.

La pression dynamique est estimée en soustrayant la pression hydrostatique à la pression totale mesurée au centre de l'obstacle. La pression totale est obtenue en utilisant le dispositif de mesure de pression décrit dans la section 1.4 du chapitre 3. La pression hydrostatique est obtenue en utilisant la position de la surface libre à l'aplomb de l'obstacle. Cette position est déterminée grâce au traitement d'image décrit dans la section 1.2.2 du chapitre 3. Au regard des résultats présentés dans la section 2.1 et 2.2 du chapitre 4, la répartition de la pression n'est pas hydrostatique en amont de l'obstacle. Néanmoins, en étudiant la pression dynamique telle que nous venons de la définir, on peut de cette façon mettre en évidence plus aisément les effets dynamiques sur la pression.

1.1/ Profils adimensionnés

Lors des essais, nous avons obtenu deux types de profil de pression dynamique qui sont mis en évidence par la figure (5.1). Nous avons adimensionné la pression dynamique et le temps pour pouvoir superposer les deux profils sur un même graphique. La pression dynamique a été adimensionnée par la pression dynamique maximale et le temps par le temps au bout duquel le régime permanent est atteint. On n'a fait figurer sur le graphe que deux profils qui sont représentatifs des deux types de réponse qui ont été obtenues.

- Pour des nombres de Froude suffisamment petits (0.62 sur la figure (5.1)), le profil de pression est caractérisé par une croissance continue convergeant vers une valeur maximale sous forme de palier.

- Pour des nombres de Froude suffisamment grands (1.85 sur la figure (5.1)), le profil de pression est caractérisé par un pic suivi d'une décroissance puis d'une légère croissance convergeant vers une valeur constante sous forme de palier.

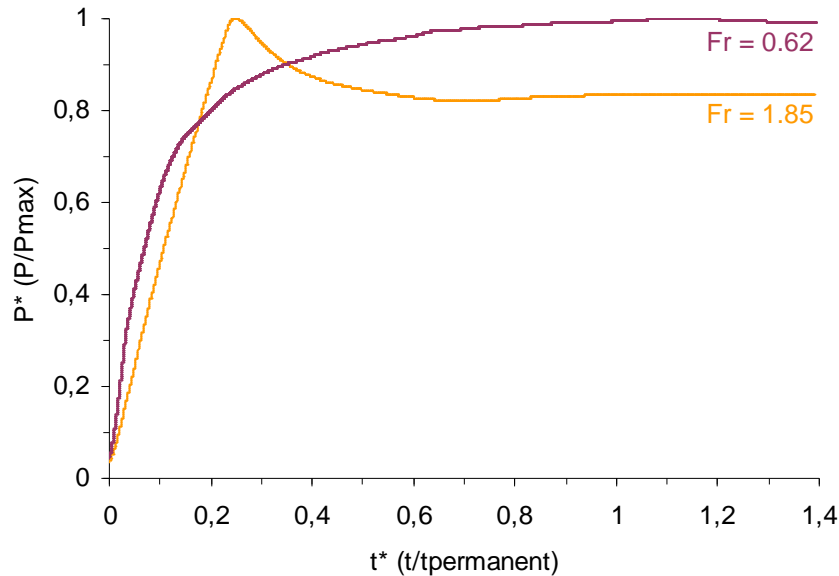


Fig. 5.1 - Profils temporels adimensionnés de la pression dynamique. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Les mesures de pression dynamique ont mis en évidence que la transition entre les deux types de profils temporels a lieu, dans le cadre de nos expériences, pour des valeurs de nombre de Froude de l'écoulement incident proche de 1.5. Dans le chapitre précédent, nous avons observé que la transition entre le régime d'impact de zone morte et le régime d'impact de jet a lieu, dans le cadre de nos expériences, pour des valeurs de nombre de Froude de l'écoulement incident proche de 1.4.

Cette analogie entre les gammes de nombre de Froude nous a conduit à chercher un lien entre les évolutions temporelles de pression et la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact.

1.2/ Lien entre l'évolution temporelle de pression et la modification de l'écoulement incident

En utilisant la méthodologie présentée dans la section 2.1 du chapitre 3, nous avons associé à chaque type de signal temporel de pression dynamique la modification de la hauteur

et de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact. Etant donnée la gamme de nombre de Froude associée au régime d'impact de jet ($Fr > 1.4$), la modification de la hauteur et de la vitesse en amont de l'obstacle n'a pas pu être estimée directement [Chap3, §1.3.2.2]. Nous avons associé au profil temporel de pression dynamique les résultats obtenus pour un nombre de Froude de l'écoulement incident de 1.4, combinés avec des observations visuelles pour des nombres de Froude supérieurs.

1.2.1/ Régime d'impact de zone morte

Une des principales caractéristiques du régime d'impact de zone morte est la formation rapide d'une zone morte de grande taille en amont de l'obstacle [Chap4, §2.1]. Pour décrire le profil temporel de pression en fonction de la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle au moment de l'impact, nous nous sommes donc concentrés sur l'état de la zone morte. Cette description, illustrée par la figure (5.2) peut être décomposée en trois phases :

- *Phase 1* : Augmentation la plus rapide de la pression au cours de l'impact. La pression atteint 80 % de sa valeur maximale en moins d'un quart du temps caractéristique d'établissement du régime permanent. L'écoulement ralentit et la zone morte croît.
- *Phase 2* : La pression continue à augmenter mais beaucoup moins rapidement. L'écoulement accélère légèrement et la zone morte décroît légèrement.
- *Phase 3* : La pression est constante. Comme la position de la surface libre est constante, le régime permanent est atteint. La taille de la zone morte est également constante.

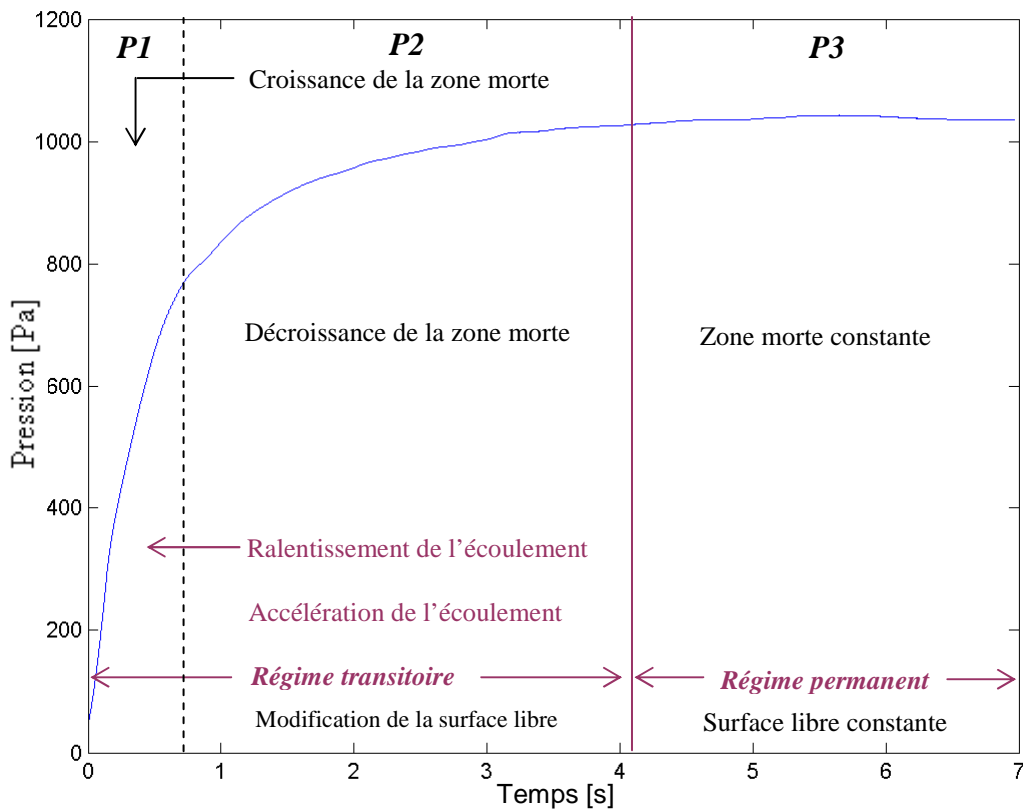


Fig. 5.2 - Lien entre l'évolution temporelle de la pression dynamique et la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle dans le cadre du régime d'impact de zone morte. ($Fr=0.62$ pour l'exemple). **P1, P2, P3** font référence respectivement aux phases 1, 2 et 3. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Les observations simultanées que nous avons effectuées permettent de mettre en évidence qu'au cours des phases 1 et 2, la pression dynamique et la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle évoluent de manière opposée alors que la pression dynamique et la taille de la zone morte évoluent parallèlement.

Ces descriptions mettent en évidence que la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle n'est pas suffisante pour interpréter, à elle seule, le profil temporel de la pression dynamique puisque ces deux grandeurs ont une évolution simultanée différente. Il est nécessaire de tenir compte d'une autre grandeur qui, au vu de nos descriptions, pourrait être la taille de la zone morte puisque cette grandeur présente une évolution similaire à celle de la pression dynamique.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4 du chapitre 4, la taille de la zone morte dépend de la vitesse locale de l'écoulement. Plus la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle est

élevée, plus la zone morte est petite. Nous avons couplé ces observations avec les descriptions de l'évolution simultanée de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle et du profil temporel de pression. A partir de cela, nous formulons l'hypothèse qu'il existe un lien de cause à effet entre la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle, la taille de la zone morte et la pression dynamique.

- *Phase 1.* L'écoulement est ralenti, donc la taille de la zone morte augmente. Cette combinaison entraîne une augmentation de la pression dynamique.
- *Phase 2.* L'écoulement est accéléré donc la taille de la zone morte diminue. Cette combinaison entraîne une augmentation moins rapide de la pression dynamique.
- *Phase 3.* La vitesse de l'écoulement est constante donc la taille de la zone morte l'est aussi. Cette combinaison entraîne une stagnation de la pression dynamique.

Nous en déduisons donc l'hypothèse que dans le cas du régime d'impact de zone morte, la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle résulte de la combinaison de deux grandeurs locales : la vitesse en amont de l'obstacle et la taille de la zone morte. Pour valider cette hypothèse, nous aurons recours à une modélisation présentée dans la section 2.1.2 de ce chapitre.

1.2.2/ Régime d'impact de jet

Une des principales caractéristiques du régime d'impact de jet est la formation rapide d'un jet dans les premiers instants de l'impact [Chap4, §2.2]. Lors de la description du profil temporel de pression en fonction de la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'état du jet. La zone morte que nous avons observée était d'une taille suffisamment petite pour que nous la négligions. Cette description, illustrée par le figure (5.3) peut être décomposée en quatre phases :

- *Phase 1 :* Augmentation la plus rapide de la pression au cours de l'impact. La pression atteint sa valeur maximale en moins d'un tiers du temps caractéristique du régime permanent. L'écoulement est dévié sous forme d'un jet.

- *Phase 2* : Diminution de la pression. L'écoulement ralentit et le jet disparaît.
- *Phase 3* : Légère augmentation de la pression. L'écoulement est légèrement accéléré.
- *Phase 4* : La pression est constante. Comme la position de la surface libre est constante, le régime permanent est atteint.

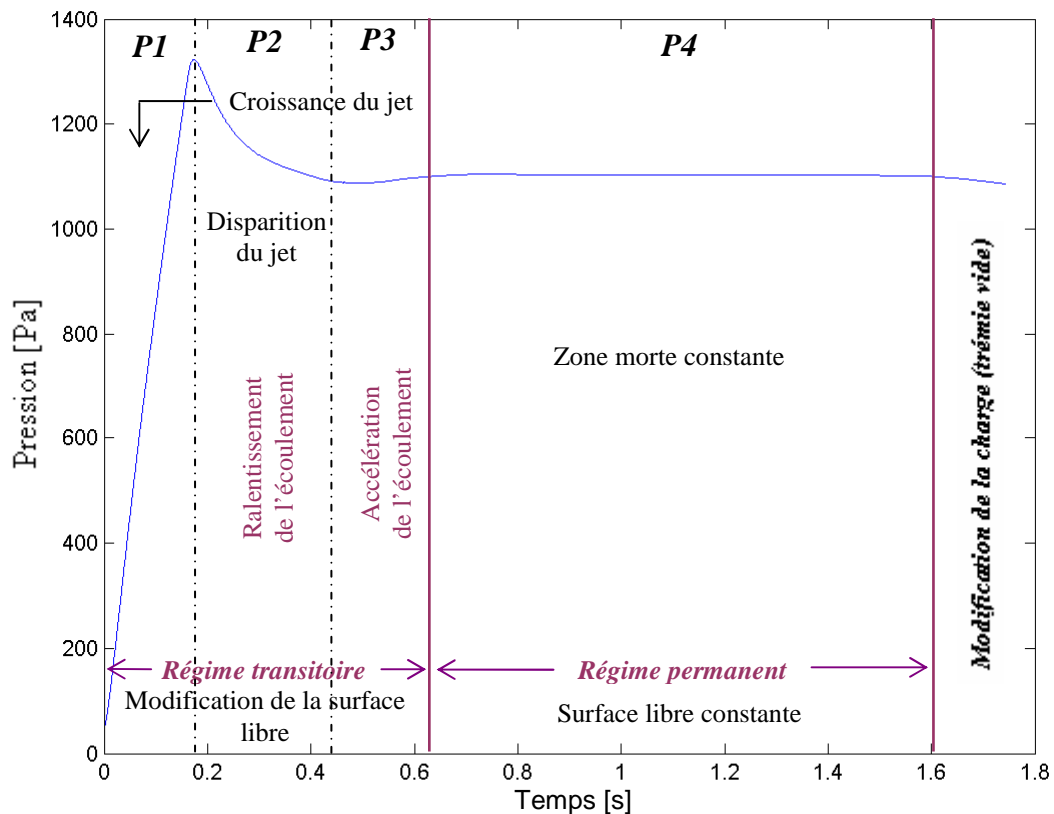


Fig. 5.3 - Lien entre l'évolution temporelle de la pression dynamique et la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle dans le cadre du régime d'impact de jet ($Fr=1.85$ pour l'exemple). **P1**, **P2**, **P3**, **P4** font référence respectivement aux phases 1, 2, 3 et 4. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Les observations simultanées que nous avons effectuées permettent de mettre en évidence qu'au cours des phases 1, 2, 3 et 4, la pression dynamique et la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle suivent la même évolution. Ce constat nous permet de formuler l'hypothèse que dans le cadre du régime d'impact de jet, la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle permet à elle seule d'expliquer le profil temporel de la pression

dynamique. Pour valider cette hypothèse, nous aurons recours à une modélisation présentée dans la section 2.2.2 de ce chapitre.

II/ Etude des mécanismes de transmission de la pression

Dans la partie précédente, nous avons associé à chaque type de signal temporel de pression dynamique la modification de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact. Les observations que nous avons réalisées nous permettent pour chaque régime d'impact de proposer les grandeurs à prendre en compte pour comprendre l'évolution de la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle. Pour le régime d'impact de zone morte, nous supposons que la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle résulte de la combinaison de deux grandeurs locales de l'écoulement : la vitesse en amont de l'obstacle et la taille de la zone morte. Dans le cadre du régime d'impact de jet, nous formulons l'hypothèse que la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle résulte uniquement de la vitesse en amont de l'obstacle.

Cette partie a pour objectif de valider ces hypothèses en proposant pour chaque régime d'impact une modélisation de la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle. Les résultats des modélisations seront ensuite comparés à des données expérimentales afin d'évaluer la pertinence des modèles proposés.

2.1/ Régime d'impact de zone morte

Avant d'aborder la modélisation, nous présentons les mesures de pression dynamique au centre de l'obstacle que nous avons réalisées dans le cadre d'écoulements dont le régime d'impact est le régime de zone morte. La variable d'étude que nous avons utilisée est le nombre de Froude de l'écoulement incident. Etant donné le régime d'impact considéré, elle appartient à l'intervalle $[0.5;1.4]$. Ces mesures de pression dynamique serviront de référence pour évaluer la pertinence du modèle que nous proposons ensuite dans le cadre du régime d'impact de zone morte.

2.1.1/ Pression dynamique maximale en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident

La pression dynamique est estimée en soustrayant à la pression totale mesurée au centre de l'obstacle la pression hydrostatique. Nous présentons les valeurs de pression dynamique maximale que nous avons mesurées. Au regard des profils caractéristiques présentés dans la partie précédente, la pression dynamique maximale est mesurée quand le régime permanent est atteint.

La figure (5.4) présente les mesures que nous avons effectuées. Etant donné que la mesure de pression est sujette à une erreur relative comprise entre environ 5 et 7% [Chap3, §1.4.2], nous constatons que pour des écoulements dont le régime d'impact est le régime de zone morte, la pression dynamique maximale est du même ordre de grandeur quelque soit le nombre de Froude de l'écoulement incident. Seule une valeur diffère largement ($Fr = 0.73$), elle a été laissée telle qu'elle mais ne semble pas cohérente au regard de la valeur mesurée pour un nombre de Froude valant 0.74.

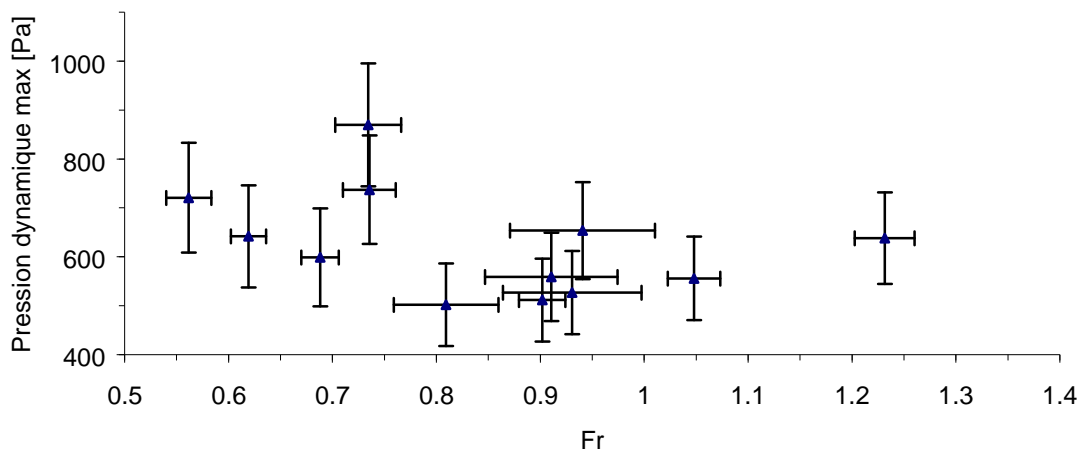


Fig. 5. 4 - Pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime d'impact de zone morte.

Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

2.1.2 / Modélisation de la pression dynamique maximale exercée au centre de l'obstacle dans le cadre du régime d'impact de zone morte

2.1.2.1/ Rôle de la zone morte et principe de la modélisation

Dans la section 1.2.1 du présent chapitre, nous avons formulé l'hypothèse que dans le cadre d'un régime d'impact de zone morte, la zone morte est un élément à prendre en compte pour comprendre la pression dynamique exercée sur un obstacle. Cette hypothèse est corroborée par l'étude de Pazwah et Robertson sur la force appliquée sur un obstacle par écoulement de fluide de Bingham [39]. Dans cette étude, il est mis en évidence que pour une vitesse de l'écoulement incident donnée, plus la contrainte seuil du fluide utilisé est grande et plus la pression exercée sur l'obstacle l'est également. Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.4 du chapitre 4, la contrainte seuil est l'origine physique de la présence d'une zone morte en amont de l'obstacle. Pour un écoulement donné de fluide à seuil en présence d'un obstacle, plus la contrainte seuil est élevée et plus la zone morte en amont de l'obstacle est grande. Par conséquent, on peut déduire des travaux de Pazwah et Robertson que plus la taille de la zone morte est grande et plus la pression exercée sur l'obstacle l'est aussi. Ceci confirme qu'il est essentiel de prendre en compte l'effet de la zone morte.

La modélisation de la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle que nous proposons est basée sur la zone morte. En considérant cette zone de l'écoulement comme un solide, nous faisons l'hypothèse que la pression dynamique exercée sur l'obstacle lorsque le régime permanent est atteint est due à l'appui de la zone morte sur celui-ci. La pression dynamique exercée sur l'obstacle est donc calculée en considérant l'équilibre d'un solide soumis à plusieurs forces.

Le bilan des forces exercées sur la zone morte est le suivant :

- Force exercée par l'écoulement notée \underline{F}_p . L'écoulement exerce une force répartie sur la zone morte qui est en contact avec lui.
- Force exercée par l'obstacle notée $-\underline{F}_{obs}$. L'obstacle exerce une force répartie sur la partie de la zone morte qui est en contact avec lui.
- Force exercée par le fond sur la zone morte notée \underline{F}_f . Le fond exerce une force répartie sur la zone morte qui est en contact avec lui.

- Poids propre de la zone morte notée \underline{P} .

Pour résoudre ce problème de solide en équilibre soumis à quatre forces, nous avons réalisé un paramétrage associé à un certain nombre d'hypothèses que nous présentons dans la section suivante.

2.1.2.2/ Paramétrage et hypothèses

La figure (5.5) présente le paramétrage que nous avons réalisé :

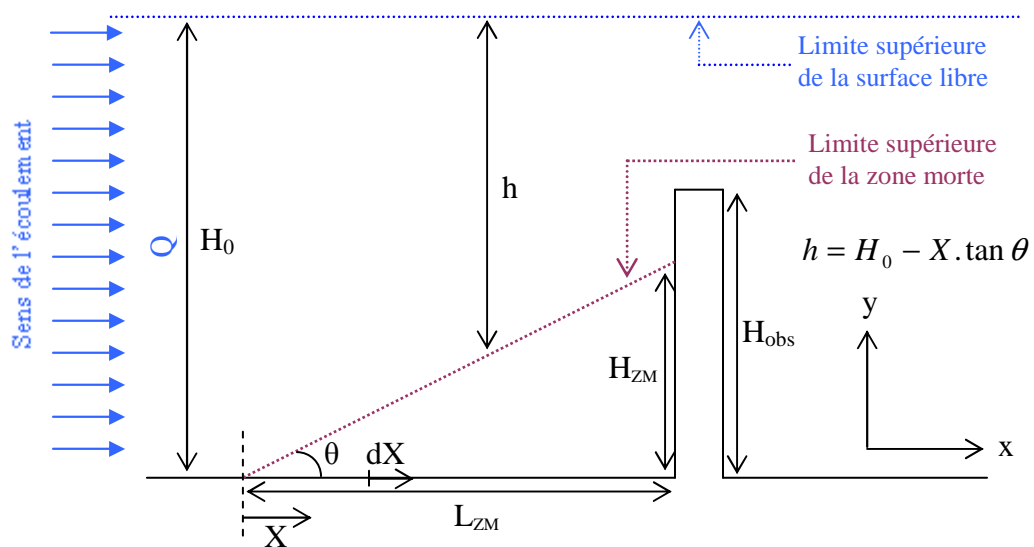


Fig. 5.5 - Paramétrage du modèle dans le cadre du régime d'impact de zone morte.

Ce paramétrage est associé à quatre hypothèses :

- Au voisinage de l'obstacle, la surface libre est considérée comme parallèle au fond.

Sa position est donnée par H_0 .

- Le poids propre de la zone morte est négligé
- L'effet de la courbure des lignes de courant est négligé.

- La zone morte est considéré comme un corps parfaitement rigide. La géométrie de la zone morte à été simplifiée au regard des résultats présentés dans la section 2.4 du chapitre 4. La limite supérieure de la zone morte a été approchée comme l'illustre la figure (5.6) par une droite.

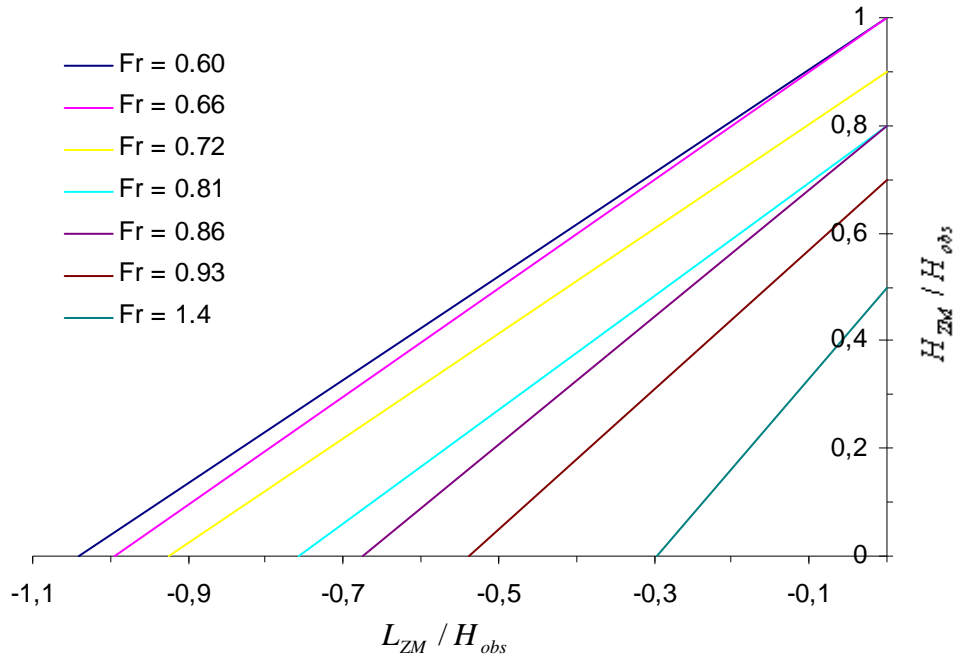


Fig. 5.6 - Géométrie de la zone morte en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident utilisée pour la modélisation dans le cadre du régime d'impact de zone morte. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Le paramétrage étant réalisé, nous pouvons écrire chaque force citée dans le bilan des forces en fonction des données du problème. L'expression des forces exercées sur la zone morte fait l'objet de la section suivante.

2.1.2.3/ Expression des forces exercées sur la zone morte

- Force exercée par l'écoulement sur la zone morte.

L'écoulement exerce une force répartie sur la zone morte qui s'exprime par une contrainte de cisaillement notée τ_p . Afin de permettre une comparaison avec les mesures expérimentales, le modèle doit être écrit dans des conditions identiques. Comme les mesures expérimentales ont été réalisées lorsque le régime permanent est atteint, il convient

d'exprimer la contrainte exercée par l'écoulement sur la zone morte dans le cadre du régime permanent.

Pour un écoulement permanent uniforme d'un fluide d'Herschel-Bulkley sur un plan infiniment large incliné dans la direction \underline{k} , la vitesse débitante notée \bar{V} est donnée par [26] :

$$\bar{V} = \frac{1}{n+1} \left(1 - \frac{n}{2n+1} \frac{y_0}{H} \right) \left(\frac{\rho g \sin \alpha}{\kappa} \right)^{1/n} y_0^{(n+1)/n} \underline{k} \quad (5.1)$$

τ_c , κ et n sont les paramètres rhéologiques caractéristiques

H est la hauteur de l'écoulement

α est la pente

y_0 est la hauteur du plug [Chap3, §2.2.1]. Elle vaut :

$$y_0 = H - \frac{\tau_c}{\rho g \sin \alpha} \quad (5.2)$$

On souhaite obtenir l'expression de la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement sur le fond en fonction de \bar{V} , H et des paramètres rhéologiques. En régime permanent uniforme, c'est-à-dire à l'équilibre, cette contrainte s'écrit :

$$\tau_p = \rho g H \sin \alpha \quad (5.3)$$

En combinant (5.1), (5.2) et (5.3) \bar{u} s'écrit :

$$\bar{V} = \frac{1}{n+1} \left(1 - \frac{n}{2n+1} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right) \right) \left(\frac{\rho g \sin \alpha}{\kappa} \right)^{1/n} H^{(n+1)/n} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right)^{(n+1)/n} \underline{k}$$

avec $\frac{\tau_c}{\tau_p} = G$.

Dans le cadre des écoulements qui ont été réalisés, τ_c étant de l'ordre de quelques Pascals, H de l'ordre de quelques centimètres et α de l'ordre de 0.1 radian, $G \approx 10^{-1}$. Par conséquent

$$\left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right) \cong 1.$$

\bar{V} s'écrit donc :

$$\bar{V} = \frac{1}{n+1} \left(1 - \frac{n}{2n+1} \right) \left(\frac{\rho g \sin \alpha}{\kappa} \right)^{1/n} H^{(n+1)/n} \underline{k}$$

En tenant compte de l'expression (5.3), on obtient :

$$\bar{V} = \frac{1}{2n+1} \left(\frac{\tau_p}{\kappa} \right)^{1/n} H \underline{k}$$

On en déduit donc dans le cadre de nos expériences l'expression de la contrainte exercée par l'écoulement sur le fond en fonction de \bar{V} , H et des paramètres rhéologiques :

$$\tau_p = (2n+1)^n \kappa \left(\frac{\bar{V}}{H} \right)^n \quad (5.4)$$

Expérimentalement, la relation (5.4) peut être vérifiée puisqu'elle implique une relation simple entre \bar{u} et H . En effet, si on utilise (5.3) dans (5.4), on obtient :

$$H^{(1+n)/n} (\sin \alpha)^{1/n} = \frac{(2n+1) \kappa^{1/n}}{(\rho g)^{1/n}} \bar{V} \quad (5.5)$$

Dans la section 1.1 du chapitre 3, nous avons mentionné que dans le cadre de nos expériences la vitesse débitante en régime permanent correspond à la vitesse de front et que la hauteur de palier correspond à la hauteur de l'écoulement en régime permanent. En se basant sur cette observation, nous avons déterminé pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.5 et 1.4 la relation empirique qui lie \bar{V} et $H^{(n+1)/n} (\sin \alpha)^{1/n}$. La figure (5.7) illustre les résultats obtenus. Ces derniers mettent en évidence la relation linéaire existant entre ces deux grandeurs. Cette relation linéaire est en accord avec les observations de la section 3.4 du chapitre 3 dans laquelle nous avons déjà montré que dans le cadre de nos expériences la vitesse de front et la hauteur de palier sont liés.

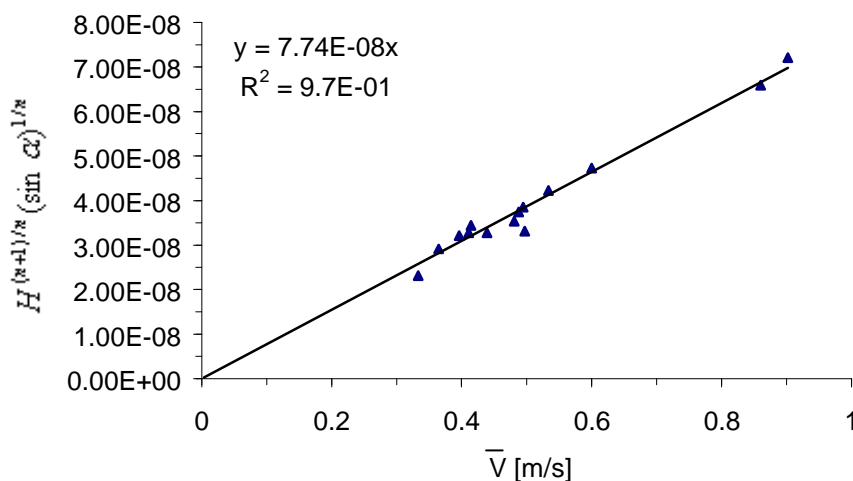


Fig. 5.7 - Validation de l'expression de la contrainte au fond de l'écoulement. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

La valeur du coefficient directeur de la droite de régression qui est $7.74.10^{-8}$ USI présente une incertitude qui provient de l'incertitude le paramètre n dans le terme de droite de l'équation (5.5). Dans la section 2.6.2 du chapitre 2, nous avons estimé l'erreur relative associée aux paramètres rhéologiques à $\pm 10\%$ sur κ et τ_c et $\pm 5\%$ sur n . En tenant compte de cette erreur, le coefficient directeur de la droite appartient à l'intervalle $[8.63.10^{-9}; 4.14.10^{-7}]$.

En tenant compte de cette erreur relative sur les paramètres rhéologiques, le coefficient théorique $\frac{(2n+1)\kappa^{1/n}}{(\rho g)^{1/n}}$ appartient à l'intervalle $[5.10^{-10}; 1.10^{-7}]$.

On constate que le coefficient expérimental et le coefficient théorique sont concordants puisque les intervalles auxquels ils appartiennent se chevauchent. Par conséquent, dans le cadre de nos expérimentations, l'équation (5.4) est valable.

La charge qui génère l'écoulement est maintenue constante pendant le temps caractéristique de l'étude de l'interaction écoulement/ obstacle [Chap3, §1.1.1]. Par conséquent, comme la modélisation est réalisée dans le cadre du régime permanent, le débit est constant. Comme la vitesse débitante en régime permanent correspond à la vitesse de front et que la hauteur de l'écoulement en régime permanent correspond à la hauteur de palier, le débit par unité de largeur s'écrit : $Q = VH$ avec V la vitesse de front de l'écoulement incident et H sa hauteur de palier [Chap.4, §1.1.2].

Au voisinage de l'obstacle, $\bar{V} = \frac{Q}{h}$ avec h la hauteur de l'écoulement au dessus de la zone morte. En tenant compte de l'expression du débit, on a : $\bar{V} = \frac{VH}{h}$.

En un point situé sur la limite supérieure de la zone morte repéré par l'abscisse X , l'équation (5.4) s'écrit donc :

$$\tau_p(X) = \kappa(2n+1)^n \frac{(VH)^n}{H_0^{2n} \left(1 - \frac{X \tan \theta}{H_0}\right)^{2n}} \quad (5.6)$$

On en déduit la force exercée par l'écoulement sur la zone morte :

$$\underline{F}_p = \int_0^{L_{ZM}} \tau_p(X) \frac{dX}{\cos \theta} x$$

- Force exercée par le fond sur la zone morte.

Le fond du canal exerce une force répartie sur la zone morte qui s'exprime par une contrainte notée τ_f . Cette contrainte se divise en deux composantes τ_{fx} et τ_{fy} , l'une normale et l'autre tangentielle. Comme la zone morte est supposée rigide, cette contrainte est constante le long du contact entre la zone morte et le fond du canal. On en déduit la force exercée par le fond sur la zone morte :

$$\underline{F}_f = (\tau_{fx} \underline{x} + \tau_{fy} \underline{y}) L_{ZM}$$

- Force exercée par l'obstacle sur la zone morte.

L'obstacle exerce une force répartie sur la zone morte qui s'exprime par une contrainte notée $-\tau_{obs}$. Cette contrainte se divise en deux composantes $-\tau_{obsx}$ et $-\tau_{obsy}$, l'une normale et l'autre tangentielle. Comme la zone morte est rigide, cette contrainte est constante le long du contact entre la zone morte et l'obstacle. On en déduit la force exercée par l'obstacle sur la zone morte :

$$\underline{-F}_{obs} = (-\tau_{obsx} \underline{x} - \tau_{obsy} \underline{y}) H_{ZM}$$

2.1.2.4/ Expression littérale de la pression dynamique théorique maximale exercée au centre de l'obstacle

A l'équilibre la somme de ces trois forces est nulle. On est déduit l'expression de la force exercée par la zone morte sur l'obstacle :

$$\underline{F}_{obs} = \underline{F}_p + \underline{F}_f \tag{5.7}$$

Le dispositif de mesure de pression que nous utilisons ne peut mesurer que des forces normales à l'obstacle [Chap3, §1.4]. Dans le cadre de la modélisation, il convient donc de ne tenir compte que de la projection sur l'axe x de l'équation (5.7). On en déduit la composante normale de la force exercée sur l'obstacle :

$$F_{obsx} = \kappa(2n+1)^n \int_0^{L_{ZM}} \left[\tau_p(X) \cos \theta \frac{dX}{\cos \theta} \right] - \tau_{fx} L_{ZM}$$

$$F_{obsx} = \kappa(2n+1)^n \frac{(VH)^n}{H_0^{2n}} \int_0^{L_{ZM}} \left[\frac{dX}{\left(1 - \frac{X \tan \theta}{H_0}\right)^{2n}} \right] - \tau_{fx} L_{ZM}$$

$$F_{obsx} = \frac{\kappa(2n+1)^n (VH)^n}{1-2n} \frac{H_0}{H_0^{2n} \tan \theta} \left[1 - \left(\frac{1}{1 - \frac{L_{ZM} \tan \theta}{H_0}} \right)^{2n+1} \right] - \tau_{fx} L_{ZM}$$

En notant que $\tan \theta = \frac{H_{ZM}}{L_{ZM}}$ et que $\tau_{obsx} = \frac{F_{obsx}}{H_{ZM}}$, on obtient l'expression de contrainte normale exercée sur l'obstacle par la zone morte :

$$\tau_{obsx} = \frac{\kappa(2n+1)^n (VH)^n}{1-2n} \frac{H_0}{H_0^{2n}} \frac{L_{ZM}}{H_{ZM}} \frac{L_{ZM}}{H_{ZM}} \left[1 - \left(\frac{1}{1 - \frac{H_{ZM}}{H_0}} \right)^{2n+1} \right] - \frac{\tau_{fx} L_{ZM}}{H_{ZM}} \quad (5.8)$$

$\frac{(VH)^n}{H_0^{2n}}$ caractérise la dynamique de l'écoulement incident

$\frac{H_0}{H_{ZM}} \frac{L_{ZM}}{H_{ZM}} \left[1 - \left(\frac{1}{1 - \frac{H_{ZM}}{H_0}} \right)^{2n+1} \right]$ caractérise la géométrie de la zone morte.

$\tau_{fx} L_{ZM}$ caractérise le frottement de la zone morte avec le fond.

2.1.3/ Pression dynamique théorique maximale exercée au centre de l'obstacle

L'équation (5.8) a été obtenue en effectuant le bilan des forces exercées sur la zone morte moyennant un certain nombre d'hypothèses et de simplifications sur lesquelles repose notre modèle. Pour valider le modèle, les résultats de l'équation (5.8) doivent être comparés aux mesures expérimentales. Pour chaque écoulement pour lequel nous avons mesuré la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle, nous avons également mesuré chaque grandeur figurant dans l'équation (5.8).

Au regard des simplifications que nous avons effectuées pour écrire le modèle et des incertitudes sur la mesure des grandeurs figurant dans l'équation (5.8), nous avons jugé

préférable de nous intéresser non pas à la valeur des résultats obtenus mais à leur tendance. Par conséquent, l'équation (5.8) s'écrit :

$$\tau_{obsx} \propto \frac{(VH)^n}{H_0^{2n}} \frac{H_0}{H_{ZM}} \frac{L_{ZM}}{H_{ZM}} \left[1 - \left(\frac{1}{1 - \frac{H_{ZM}}{H_0}} \right)^{2n+1} - \frac{1-2n}{\kappa(2n+1)^n} \frac{H_{ZM}}{H_0} \frac{H_0^{2n}}{(VH)^n} \tau_{fx} \right] \quad (5.9)$$

Comme les mesures expérimentales ont été réalisées en utilisant le nombre de Froude de l'écoulement incident comme variable, la tendance des résultats théoriques a été déterminée en utilisant la même variable. Dans un premier temps, nous avons étudié la tendance de l'équation (5.9) en la décomposant sous la forme : $\tau_{obsx} = A * B$ avec :

$$A = \frac{(VH)^n}{H_0^{2n}}$$

$$B = \frac{H_{obs}}{H_{ZM}} \frac{L_{ZM}}{H_{ZM}} \left[1 - \left(\frac{1}{1 - \frac{H_{ZM}}{H_0}} \right)^{2n+1} - \frac{1-2n}{\kappa(2n+1)^n} \frac{H_{ZM}}{H_{obs}} \frac{H_0^{2n}}{(VH)^n} \tau_{fx} \right]$$

Le terme A caractérise l'écoulement incident. Comme l'illustre la figure (5.8), son évolution en fonction du nombre de Froude est donnée par : $A \propto Fr^{0.47}$

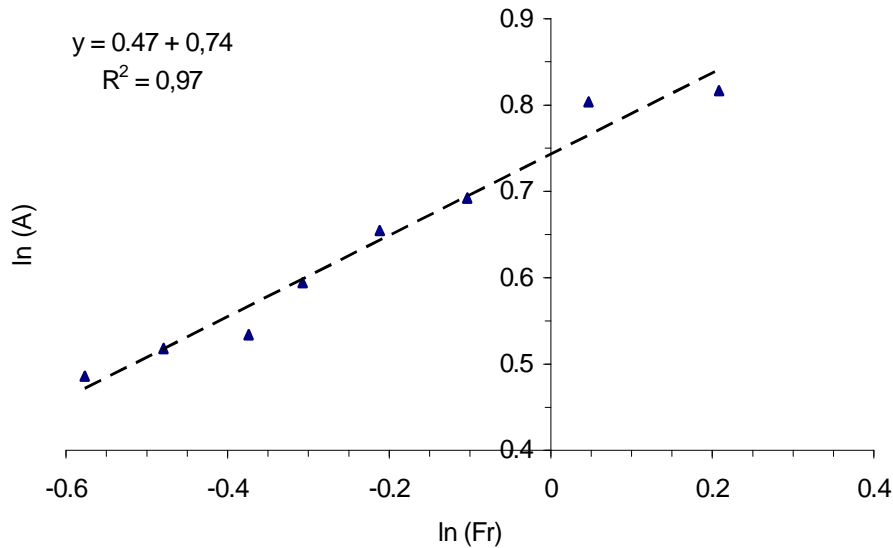


Fig. 5.8 - Relation entre le terme A de l'équation (5.9) et le nombre de Froude de l'écoulement incident. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Le terme B caractérise la zone morte. Pour le calculer, nous avons du faire une hypothèse sur la valeur de τ_{fx} . Comme le fluide est à l'arrêt, $\tau_{fx} \in [0; \tau_c]$. Quelle que soit la valeur de τ_{fx} appartenant à cette intervalle, l'influence sur la tendance du terme B en fonction du nombre de Froude ne s'est pas montrée suffisamment significative pour modifier l'interprétation des résultats. Par conséquent, le choix d'une valeur particulière de τ_{fx} n'a pas été primordiale. Pour le calcul, nous avons fixé τ_{fx} égale à τ_c . Comme l'illustre la figure (5.9) l'évolution du terme B en fonction du nombre de Froude est donnée par : $B \propto Fr^{-0.80}$

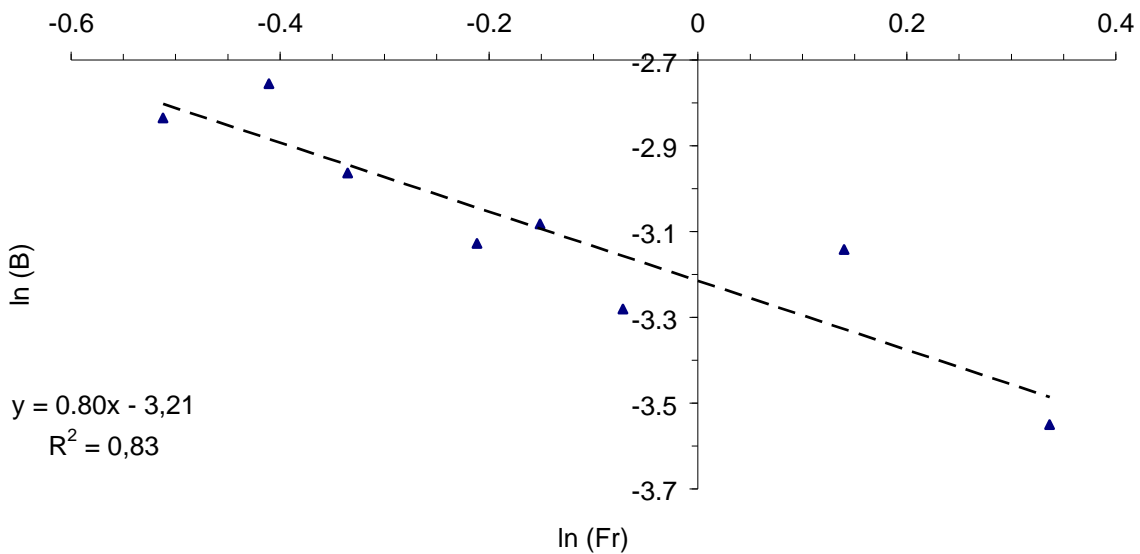


Fig. 5.9 - Relation entre le terme B de l'équation (5.9) et le nombre de Froude de l'écoulement incident. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Pour déterminer l'évolution de la contrainte normale exercée sur l'obstacle par la zone morte en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident, nous avons utilisé deux procédés de calcul différents. D'une part nous avons effectué une régression sur les valeurs de τ_{obsx} obtenu par modélisation en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. D'autre part nous avons additionné les exposants des deux lois liant A et B au nombre de Froude de l'écoulement incident. C'est deux procédés ont donné un résultat identique. L'évolution de la contrainte normale exercée sur l'obstacle est donnée par :

$$\tau_{obsx} \propto Fr^{-0.33}$$

2.1.4/ Comparaison avec les mesures expérimentales

Le calcul de la contrainte normale théorique exercée sur l'obstacle n'est valable que sur la partie de l'obstacle qui est en contact avec la zone morte. Dans le cadre du régime d'impact de zone morte, la hauteur de la zone morte est toujours supérieure ou égale à la moitié de la hauteur de l'obstacle [Chap4, §2.4]. Comme les mesures expérimentales de pression ont été réalisées au centre de l'obstacle elles peuvent donc être comparées aux résultats théoriques. La figure (5.10) illustre les mesures expérimentales et les valeurs théoriques. Les valeurs théoriques ont été obtenues en calant la tendance calculée dans la section précédente aux mesures expérimentales.

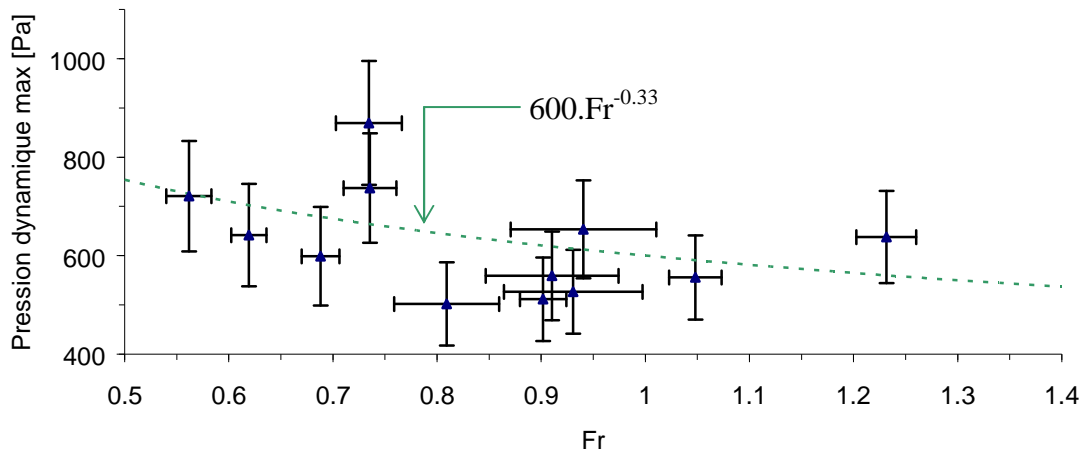


Fig. 5.10 - Pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle et tendance théorique en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime d'impact de zone morte. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9Pa$.

En toute rigueur la modélisation basée sur de nombreuses hypothèses permet de retrouver la tendance des mesures expérimentales. Cette concordance associée aux différentes observations que nous avons présentées dans le chapitre précédent valide donc les hypothèses sur lesquelles repose notre modèle. Elle nous permet donc d'affirmer que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, la pression dynamique exercée sur l'obstacle résulte de la combinaison de deux grandeurs locales : la vitesse en amont de l'obstacle et la taille de la zone morte.

Le rôle de ces deux grandeurs peut être mis en évidence par l'étude des termes A et B de l'équation (5.9) décomposée. Le terme A caractérise la dynamique de l'écoulement en amont

de l'obstacle et conditionne la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement sur la zone morte. Dans le cadre de nos expériences, ce terme évolue en $Fr^{0.47}$, ce qui signifie que le cisaillement exercé sur la zone morte augmente avec le nombre de Froude de l'écoulement incident. Le terme B quant à lui caractérise la géométrie de la zone morte en amont de l'obstacle. Ses variations conditionnent la taille de la zone morte et donc la surface sur laquelle s'applique la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement et la contrainte de frottement exercée par le fond. Dans le cadre de nos expériences, ce terme évolue en $Fr^{-0.80}$, ce qui traduit le fait que la taille de la zone morte diminue lorsque le nombre de Froude de l'écoulement incident augmente. En tenant compte de ces deux termes, on apporte une explication d'ordre physique à la pression dynamique mesurée au centre de l'obstacle. Lorsque le nombre de Froude augmente, le cisaillement exercé par l'écoulement sur la zone morte augmente mais, parallèlement, la longueur sur laquelle s'applique cette contrainte diminue. On explique ainsi comment la pression dynamique peut rester du même ordre de grandeur sur la gamme de nombre de Froude de l'écoulement incident comprise entre 0.5 et 1.4, qui correspond au régime d'impact de zone morte.

Pour conclure sur les mécanismes de transmission de pression dans le cadre du régime d'impact de zone morte, nous soulignons le rôle déterminant des caractéristiques rhéologiques du fluide étudié. Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.4 du chapitre 4, la zone morte provient de l'existence d'une contrainte seuil qui implique qu'en deçà d'une certaine contrainte de cisaillement au sein de l'écoulement le fluide se comporte comme un solide. Par conséquent, ce sont les propriétés rhéologiques du fluide utilisé qui induisent l'existence potentielle d'une zone morte. Dans le cadre d'un régime d'impact de zone morte, on peut donc affirmer que la pression dynamique exercée sur l'obstacle est due aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement ainsi qu'aux propriétés rhéologiques du fluide utilisé.

2.2/ Régime d'impact de jet

Avant d'aborder la modélisation, nous présentons les mesures de pression dynamique au centre de l'obstacle que nous avons réalisées dans le cadre d'écoulements dont le régime d'impact est le régime de jet. La variable d'étude que nous avons utilisée est le nombre de Froude de l'écoulement incident. Etant donné le régime d'impact considéré, elle appartient à l'intervalle [1.4;1.85]. Ces mesures de pression dynamique ont pour but de servir de référence pour évaluer la pertinence du modèle que nous proposons ensuite dans le cadre du régime d'impact de jet.

2.2.1/ Pression dynamique maximale en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident

La pression dynamique est estimée en soustrayant à la pression totale mesurée au centre de l'obstacle la pression hydrostatique. Au regard des profils caractéristiques présentés dans la section 1.1 du présent chapitre, la pression dynamique maximale est atteinte avant que le régime permanent ne soit atteint.

La figure (5.11) présente les mesures que nous avons effectuées. Nous disposons d'un petit nombre de données expérimentales en raison de la taille de l'intervalle d'étude.

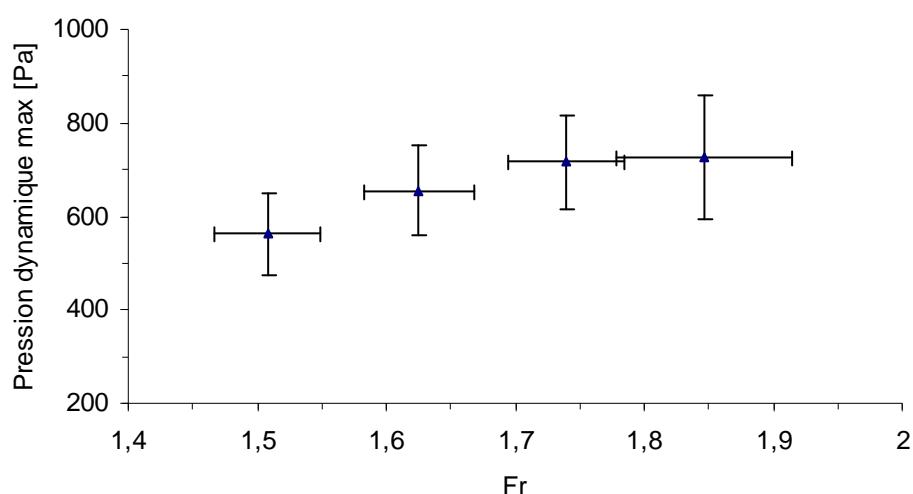


Fig. 5.11 - Pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime d'impact de jet.

Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa \cdot s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

2.2.2 /Modélisation de la pression dynamique maximale exercée au centre de l'obstacle dans le cadre du régime d'impact de jet

2.2.2.1/ Principe de la modélisation

Dans la partie précédente, nous avons formulé l'hypothèse selon laquelle, dans le cadre d'un régime d'impact de jet, la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle permet à elle seule d'expliquer le profil temporel de la pression dynamique. Nous avons également observé que la pression dynamique atteint sa valeur maximale lorsque l'impact est caractérisé par la présence d'un jet. La modélisation de la pression dynamique maximale exercée au centre de l'obstacle que nous proposons est fondée sur l'hypothèse que la pression dynamique

exercée sur l'obstacle est due à la déviation directe de l'écoulement lors de l'impact sous la forme d'un jet.

Pour résoudre ce problème, nous avons réalisé un paramétrage associé à un certain nombre d'hypothèses que nous présentons dans la section suivante.

2.2.2.2/ Paramétrage et hypothèses

La figure (5.12) présente le paramétrage que nous avons réalisé :

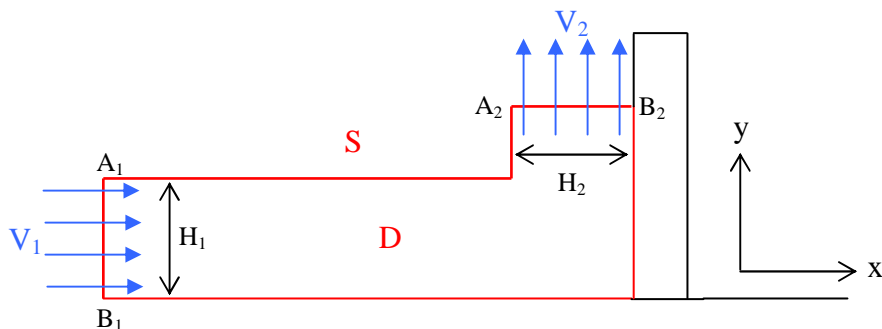


Fig. 5.12 - Paramétrage du modèle dans le cadre du régime d'impact de jet.

Ce paramétrage est associé à cinq hypothèses :

- Les lignes de courant au sein de l'écoulement incident et dévié sont supposées parallèles entre elles. Par conséquent, dans les sections A_1B_1 et A_2B_2 la répartition de la pression est hydrostatique. De plus, l'écoulement est dévié de manière parfaitement parallèle à l'obstacle.

- La vitesse est considérée comme homogène dans les sections A_1B_1 et A_2B_2 .
- Les effets visqueux sont négligés devant les effets dynamiques ce qui revient à considérer que le fluide est parfait

- L'épaisseur de l'écoulement est supposée suffisamment faible pour que les effets gravitaires soient négligeables devant les effets dynamiques.

- On se place dans le cadre du régime stationnaire.

2.2.2.3/ Expression littérale de la pression dynamique théorique maximale exercée au centre de l'obstacle

Dans le cadre d'un écoulement gravitaire, la forme intégrale de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement appliqué à un domaine D délimité par la surface S de normale \underline{n} tournée vers l'extérieur s'écrit [69] :

$$\iiint_D \frac{d}{dt} (\rho \underline{V} d\omega) = - \iint_S (\rho \underline{V} (\underline{V} \cdot \underline{n}) + p \underline{n} - \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}) dS - \iiint_D \rho \underline{g} d\omega \quad (5.10)$$

Comme les effets visqueux et gravitaires sont négligés devant les effets dynamiques et que le régime est stationnaire, l'équation (5.10) s'écrit :

$$\iint_S \rho \underline{V} (\underline{V} \cdot \underline{n}) dS + \iint_S p \underline{n} dS = 0 \quad (5.11)$$

$\iint_S p \underline{n} dS$ est la résultante des forces de pression exercée normalement à la surface S .

$\iint_S \rho \underline{V} (\underline{V} \cdot \underline{n}) dS$ est le flux de quantité de mouvement au travers de la surface S .

Comme le régime est stationnaire, la conservation de la masse induit que :

$$V_1 H_1 = V_2 H_2$$

V_1 est la vitesse débitante au travers de la section $A_1 B_1$.

V_2 est la vitesse débitante au travers de la section $A_2 B_2$.

H_1 et H_2 sont respectivement la hauteur de l'écoulement dans les sections $A_1 B_1$ et $A_2 B_2$.

Soit M_1 un point appartenant à la section $A_1 B_1$ et M_2 un point appartenant à la section $A_2 B_2$, avec M_2 correspondant à M_1 déplacé suivant une ligne de courant. En notant que les effets gravitaires sont supposés négligeables, le théorème de Bernoulli [70] permet d'écrire que :

$$p(M_1) + \frac{1}{2} \rho V^2(M_1) = p(M_2) + \frac{1}{2} \rho V^2(M_2)$$

p_1 et V_1 sont respectivement la pression et la vitesse au point M_1 .

p_2 et V_2 sont respectivement la pression et la vitesse au point M_2 .

Comme la répartition de la pression est hydrostatique dans les sections A_1B_1 et A_2B_2 et que les effets gravitaires sont supposés négligeables on peut écrire que :

$$p(M_1) = p(M_2) = p_0 \quad \forall M_1 \in A_1B_1 \text{ et } \forall M_2 \in A_2B_2$$

p_0 est la pression au contact de la surface libre, soit la pression atmosphérique.

La vitesse étant homogène dans les sections A_1B_1 et A_2B_2 , on en déduit que :

$$V_1 = V_2 = V$$

$$H_1 = H_2 = H$$

En intégrant l'équation (5.11) et en notant F_{obs} la force exercée sur l'obstacle, on obtient après projection que :

$$F_{obsx} = \rho V^2 h_{jet} \text{ avec } h_{jet} \text{ la hauteur du jet}$$

$$F_{obsy} = 0.$$

On retrouve ainsi l'expression théorique classique [69] de la contrainte normale notée τ_{obsx} exercée sur un obstacle par un écoulement régi par les effets dynamiques et dévié sous la forme d'un jet verticale. Cette expression s'écrit :

$$\tau_{obsx} = \rho V^2 \tag{5.12}$$

L'équation (5.12) est valable sur la surface de l'obstacle en contact avec le jet et donc en particulier au centre de l'obstacle.

2.2.3/ Pression dynamique théorique maximale exercée au centre de l'obstacle

Comme les mesures expérimentales de la pression dynamique ont été réalisées en utilisant le nombre de Froude de l'écoulement incident comme variable, il convient d'exprimer la pression théorique non pas en fonction du carré de la vitesse de l'écoulement incident mais en fonction de son nombre Froude. La figure (5.13) illustre la relation empirique existant entre le carré de la vitesse de l'écoulement incident et le nombre de Froude. On constate qu'il existe une relation de la forme :

$$V^2 = e^{-1.27} Fr^{1.64} \text{ avec } H_b = 0.40 Fr^{-0.49}, G = 0.14 Fr^{-0.49} \text{ et } N_{obs} = 0.86.$$

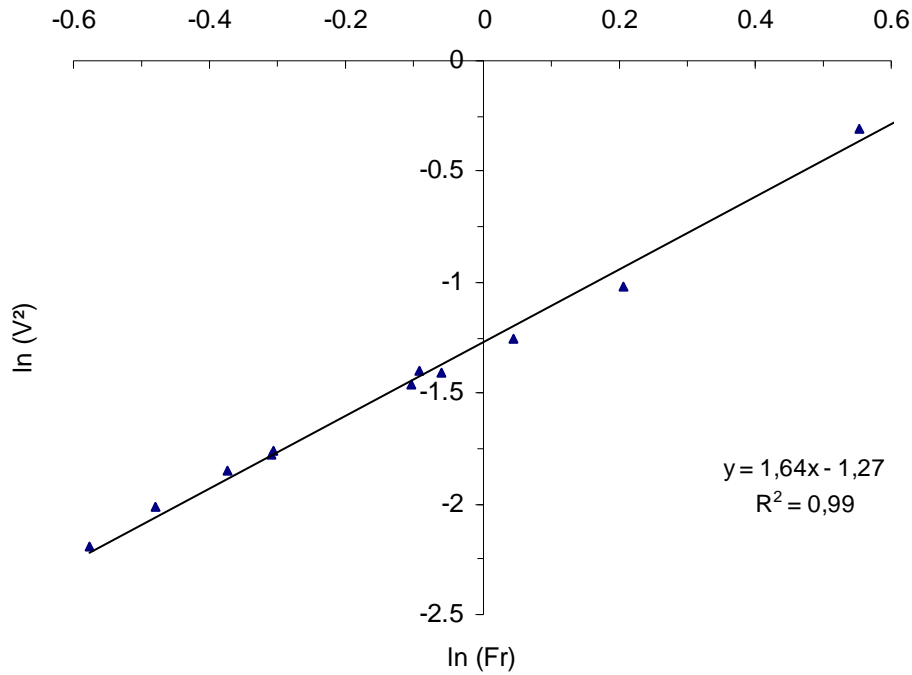


Fig. 5.13 - Relation empirique entre le carré de la vitesse de l'écoulement incident et son nombre de Froude. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

En considérant la masse volumique égale à 1000 kg.m^{-3} , on en déduit l'expression de la pression théorique maximale exercée au centre de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime d'impact de jet :

$$\rho V^2 = 281.Fr^{1.64} \text{ avec } H_b = 0.40Fr^{-0.49}, G = 0.14Fr^{-0.49} \text{ et } N_{obs} = 0.86.$$

2.2.4/ Comparaison avec les mesures expérimentales

L'équation (5.12) a été obtenue moyennant un certain nombre d'hypothèses et de simplifications sur lesquelles repose notre modèle. Pour valider le modèle, les résultats issus de cette équation doivent être comparés aux mesures expérimentales. Pour chaque écoulement pour lequel nous avons estimé la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle, nous avons donc mesuré chaque grandeur figurant dans l'équation (5.12).

La figure (5.13) illustre les mesures expérimentales et les valeurs théoriques en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

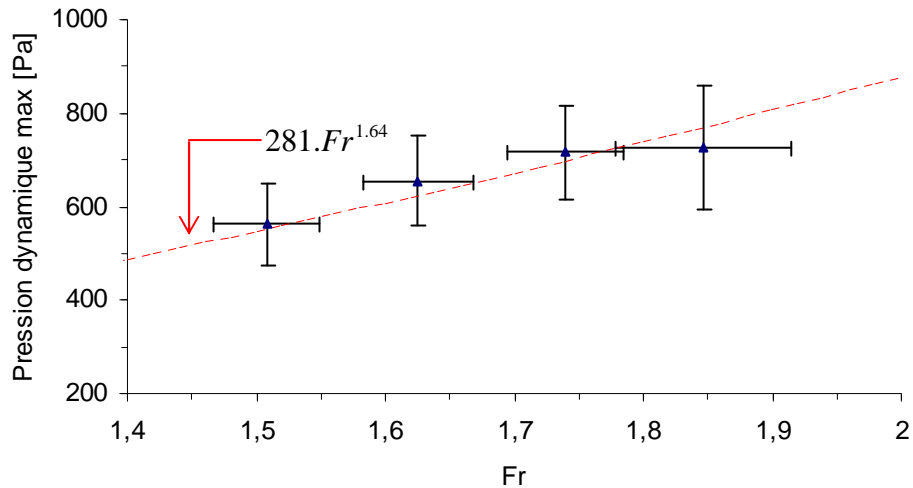


Fig. 5.14 - Pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle et valeurs théoriques en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime d'impact de jet. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

La concordance entre mesures expérimentales et valeurs théoriques valide les hypothèses sur lesquelles repose notre modèle et nous permet donc d'affirmer que dans le cadre du régime d'impact de jet, la vitesse de l'écoulement incident avant l'impact permet à elle seule d'estimer la pression dynamique exercée sur l'obstacle.

Des études réalisées en utilisant de la neige dense [71] ont montré que dans le cadre d'un obstacle droit obstruant totalement l'écoulement, la pression mesurée sur l'obstacle est donnée par la même relation que celle que nous proposons : $\tau_{obsx} = \rho V^2$. Pour un matériau différent, le modèle que nous avons établi est donc valable. Ceci est tout à fait cohérent puisqu'une des hypothèses de ce modèle est que les effets visqueux sont négligés. Par conséquent, dans le cadre du régime d'impact de jet, on peut affirmer que la pression dynamique exercée sur l'obstacle est due aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement et que les propriétés rhéologiques du fluide utilisé sont négligeables.

2.3/ Synthèse partielle

La figure (5.15) compare les mesures expérimentales de pression dynamique réalisées au centre de l'obstacle, aux valeurs théoriques représentées en pointillé pour chaque régime d'impact.

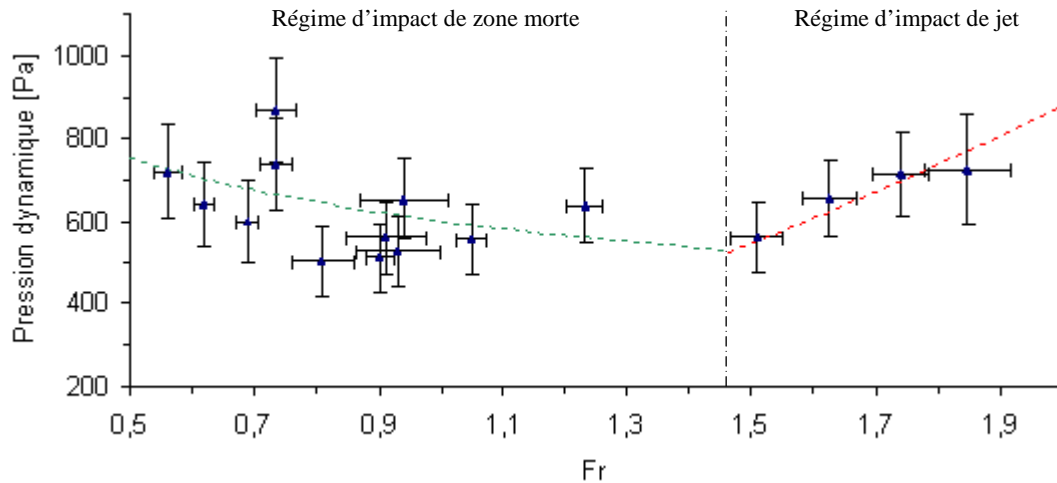


Fig. 5.15 - Mesures expérimentales de la pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle et valeurs théoriques en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre des régimes d'impact de zone morte et de jet. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Dans la section 2.5 du chapitre 4, nous avons estimé la transition de régime d'impact en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident proche de 1.4. La figure (5.15) illustre que l'intersection des deux modèles qui estiment théoriquement la pression dynamique exercée au centre de l'obstacle est caractérisée par un nombre de Froude de l'écoulement incident valant 1.46. Les modélisations étant basées sur les caractéristiques des régimes d'impact, cette concordance est un élément de validation important. Elle atteste du bien fondé des régimes d'impact que nous proposons et en particulier de l'exactitude de la transition de régime en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre de nos expériences.

Dans la section 2.1.3 du présent chapitre, nous avons prouvé que dans le cadre du régime d'impact de zone morte il est nécessaire de tenir compte de la dynamique de l'écoulement et des propriétés rhéologiques du fluide modèle pour caractériser l'interaction écoulement/obstacle. En revanche, dans la section 2.2.3.2 du présent chapitre, nous avons prouvé que dans le cadre du régime d'impact de jet, la dynamique de l'écoulement est suffisante pour

caractériser l'interaction écoulement/ obstacle. Ce résultat implique que la transition du régime d'impact de zone morte au régime d'impact de jet a lieu lorsque les effets dus aux propriétés rhéologiques du fluide sont négligeables devant les effets dus à la dynamique de l'écoulement. Ce raisonnement nous amène à introduire le nombre de Reynolds généralisé de l'écoulement noté R_G qui caractérise le rapport entre les forces visqueuses et les forces d'inertie. Dans le cas d'un fluide dont le comportement mécanique peut être décrit par un modèle d'Herschel-Bulkley, le nombre de Reynolds généralisé s'écrit :

$$R_G = \frac{\rho V^2}{\tau_c + \kappa \left(\frac{V}{H} \right)^n}$$

Le nombre de Reynolds généralisé s'écrit en fonction de Fr , H_b , G et de la pente α :

$$R_G = \frac{Fr^2}{G \sin \alpha \left(1 + \frac{1}{H_b} \right)}$$

De la valeur critique du nombre de Froude de l'écoulement incident correspondant à la transition de régime d'impact, nous en avons déduit dans le cadre de nos expériences la valeur critique de H_b , de G et de $\sin \alpha$. De cette manière, nous avons pu estimé la valeur critique du nombre de Reynolds généralisé noté R_{GC} qui correspond à la transition de régime d'impact. Dans le cadre de nos expériences nous avons obtenu :

$$R_{GC} \approx 25.$$

Cette valeur caractérise le rapport à partir duquel les effets visqueux deviennent négligeables devant les effets dynamiques. En supposant que ce résultat est généralisable à n'importe quel fluide viscoplastique, nous l'appliquons dans la section 3.2.1 du chapitre 7 à une lave torrentielle réelle.

III/ Description opérationnelle de la pression dynamique exercée sur l'obstacle

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence les mécanismes de transmission de pression qui interviennent pour chaque régime d'impact. Nous les avons validés par une modélisation dont les résultats ont été comparés à des mesures expérimentales. Dans cette partie, nous proposons une description opérationnelle de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Cette description doit fournir des éléments de réflexion sur la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles boueuses.

3.1/ Coefficient de traînée

3.1.1/ Expression du coefficient de traînée

En aérodynamique, la force de traînée (selon une direction x notée F_x) d'un objet placé dans un écoulement de fluide s'écrit :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho V^2 S C_x \quad (5.13)$$

ρ est la densité du fluide

V est la vitesse de l'écoulement loin de l'objet

S est le maître couple. C_x est la surface en contact frontal avec l'écoulement

C_x est le coefficient de traînée.

En général, la force de traînée n'est pas proportionnelle au carré de la vitesse de l'écoulement. Cela signifie que des grandeurs autres que la vitesse, la densité et le maître couple doivent être prises en compte. L'équation (5.13) garde alors la même forme mais le coefficient C_x n'est pas constant.

Dans le cadre de nos expériences, il nous a semblé intéressant de nous appuyer sur ce formalisme pour décrire la pression dynamique de manière opérationnelle. Ainsi, le calcul de la pression dynamique maximale ne nécessite que de connaître la vitesse et la densité de l'écoulement incident, la forme de l'obstacle et un coefficient équivalent au coefficient C_x . Nous avons donc cherché à établir la relation qui existe entre la pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle d'une part et la quantité $\frac{1}{2} \rho V^2$ pour un obstacle

droit qui obstrue complètement l'écoulement d'autre part. Dans ce but, nous avons introduit le coefficient noté C_T tel que :

$$C_T = \frac{P_{dyn\ max}}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (5.14)$$

3.1.2/ Résultats

Dans la partie précédente, nous avons montré que dans le cadre du régime d'impact de jet, c'est-à-dire pour $Fr \in [1.4;1.85]$, les caractéristiques dynamiques de l'écoulement sont suffisantes pour déterminer la pression dynamique maximale appliquée au centre de l'obstacle. Nous avons montré que la pression dynamique appliquée au centre de l'obstacle est donnée théoriquement en fonction de la vitesse de l'écoulement incident par : $P_{obs\ max} = \rho V^2$. Nous avons également montré que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, c'est-à-dire pour $Fr \in [0.5;1.4]$, les caractéristiques dynamiques de l'écoulement sont insuffisantes pour déterminer à elles seules la pression dynamique maximale appliquée au centre de l'obstacle et qu'il est nécessaire de tenir également compte des caractéristiques rhéologiques du fluide utilisé. Nous avons montré que la pression dynamique appliquée au centre de l'obstacle est donnée théoriquement en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident par : $P_{obs\ max} = 600Fr^{-0.33}$.

Dans le cadre du régime d'impact de jet, le coefficient C_T vaut donc théoriquement :

$$C_T = \frac{\rho V^2}{\frac{1}{2}\rho V^2} = 2 \text{ pour } Fr \in [1.4;1.85]$$

Dans le cadre du régime d'impact de zone morte, en tenant compte du lien existant entre le carré de la vitesse de l'écoulement et son nombre de Froude (présenté dans la section 2.2.3.1 du présent chapitre), le coefficient C_T vaut donc théoriquement :

$$C_T = 2 \frac{600Fr^{-0.33}}{281Fr^{1.64}} = 4.27Fr^{-1.97} \text{ pour } Fr \in [0.5;1.40]$$

La figure (5.16) illustre les mesures expérimentales au centre de l'obstacle du coefficient C_T et les valeurs théoriques représentées en pointillés pour chaque régime d'impact en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

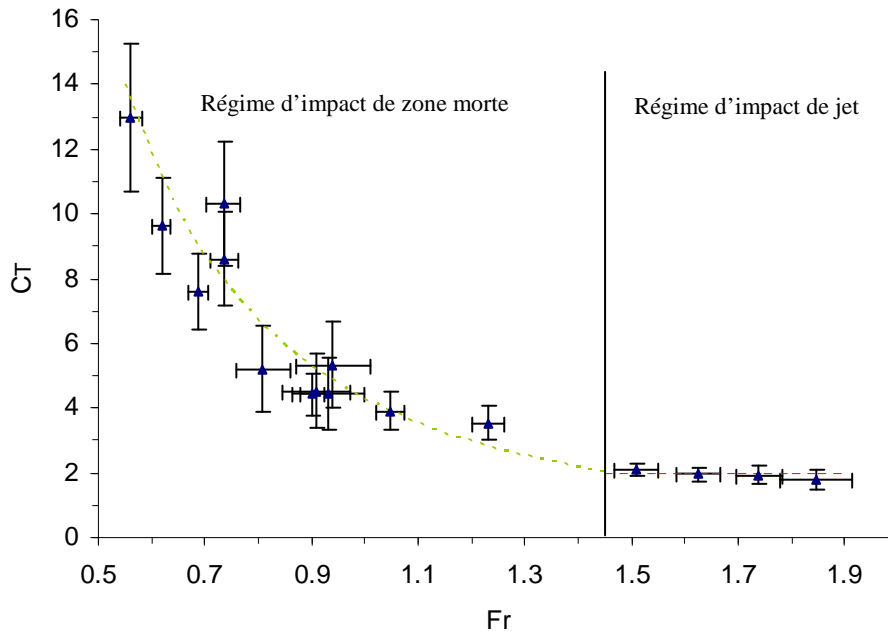


Fig. 5.16 - Mesures expérimentales du coefficient C_T au centre de l'obstacle et valeurs théoriques en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre des régimes d'impact de zone morte et de jet. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

Cette figure montre que les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales concordent. Cette concordance ne doit pas être considérée comme un résultat à part entière puisque le coefficient C_T n'est qu'une expression particulière de la pression dynamique. Comme les modèles théoriques que nous proposons pour exprimer la pression dynamique maximale exercée au centre de l'obstacle sont concordants, il est logique que le coefficient C_T soit également concordant.

En utilisant toutes les mesures expérimentales du coefficient C_T nous avons réalisé une régression en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident en faisant abstraction des régimes d'impact. De cette manière, nous disposons d'une expression empirique de ce coefficient en fonction de ce paramètre sur l'intervalle $[0.5;1.85]$. La figure (5.17) illustre l'évolution du coefficient C_T en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

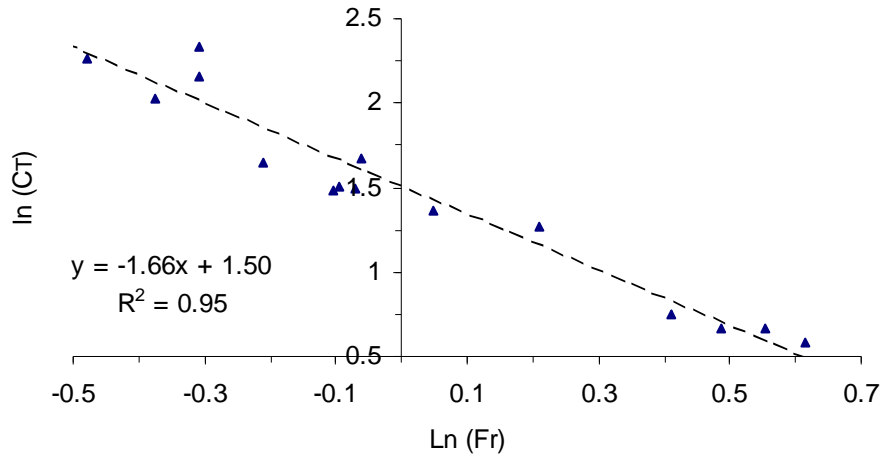


Fig. 5.17 - Mesures expérimentales du coefficient C_T au centre de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

La relation qui lie le coefficient C_T au nombre de Froude de l'écoulement incident est :

$$C_T = 4.48 Fr^{-1.66} \text{ avec } H_b = 0.40 Fr^{-0.49}, G = 0.14 Fr^{-0.49} \text{ et } N_{obs} = 0.86.$$

Une telle relation implique que le coefficient C_T augmente rapidement lorsque le nombre de Froude diminue. En 2006, Kaitna et Proske [38] ont réalisé une étude sur la pression exercée par l'écoulement d'une suspension de Kaolin obstrué partiellement par un obstacle. La figure (5.18) présente leurs mesures en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident pour différentes concentrations de Kaolin.

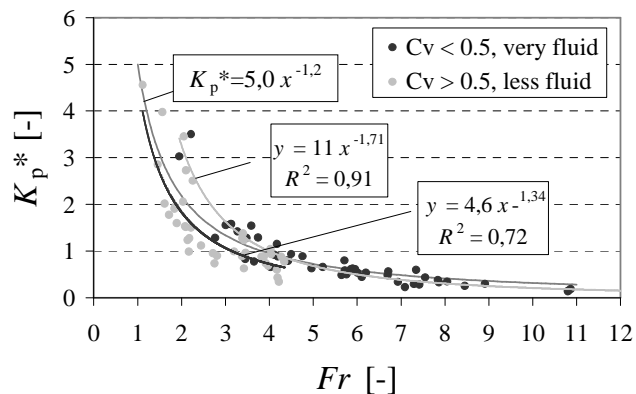


Fig. 5.18 - Valeurs expérimentales du coefficient K_p^* en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident tirées de l'étude réalisée par Kaitna et Proske [38].

Le coefficient K_p^* est calculé tel que $C_T = 2K_p^*$. On constate que leurs résultats concordent avec ceux de notre étude puisque le coefficient K_p^* diminue lorsque le nombre de Froude de l'écoulement incident augmente. Les dépendances exactes au nombre de Froude n'ont pas lieu d'être comparées car les conditions dans lesquelles sont réalisées cette étude ne sont pas rigoureusement identiques aux nôtres, en particulier en ce qui concerne la géométrie de l'obstacle et les caractéristiques rhéologiques du fluide utilisé. Néanmoins cette concordance atteste du bien fondé des différentes hypothèses que nous avons formulées pour déterminer la pression dynamique exercée sur l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

Cette évolution caractéristique du coefficient C_T en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident a été mise en évidence dans le cadre d'autres travaux qui ont été réalisés sur la pression exercée par un écoulement complexe sur un obstacle. Récemment, Chaheta et al [72] ont montré que le coefficient C_T varie en Fr^{-2} pour des écoulements granulaires denses confinés autour d'un cylindre, ceci pour des nombres de Froude inférieurs à 1. Dans le cadre de cette étude, le nombre de Froude a été défini par $Fr = U_\infty / \sqrt{g(D+d)}$, où U_∞ est la vitesse moyenne de l'écoulement incident, D le diamètre du cylindre et d le diamètre des particules.

La figure (5.19) illustre l'évolution du coefficient C_T en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident issue de notre étude et des études que nous venons de mentionner. L'analogie entre les différents résultats permet d'envisager que les interprétations que nous avons proposées dans notre étude sur l'interaction d'un fluide viscoplastique avec un obstacle peuvent être généralisées à d'autres matériaux. En particulier les mécanismes de transmissions de pression que nous proposons peuvent être appliqués à des écoulements granulaires en présence d'un obstacle. Cette analogie que nous pensons possible de faire entre un écoulement de fluide viscoplastique et un écoulement granulaire en présence d'un obstacle est confortée par des travaux récents réalisés par Faug et al [73]. Ces travaux ont notamment permis de mettre en évidence l'existence d'une zone morte en amont de l'obstacle dans le cadre d'écoulements granulaires obstrués totalement par un obstacle droit. Pour une gamme de nombre de Froude de l'écoulement incident comprise entre 2 et 6, la longueur de la zone morte est donnée par la loi d'échelle suivante :

$$L_{ZM} = \frac{H}{\tan(\alpha - \varphi)} \left(\frac{H_{obs}}{\delta} \right)^{3/2}$$

H est la hauteur de l'écoulement incident

α la pente du canal

φ l'angle de frottement du matériau,

δ une longueur caractéristique et

H_{obs} la hauteur de l'obstacle.

Ces travaux ont également pu mettre en évidence que l'aire de la zone morte en amont de l'obstacle diminue lorsque le nombre de Froude de l'écoulement incident augmente. Dans cette étude, on retrouve donc les éléments sur lesquels nous avons basé notre réflexion pour déterminer les mécanismes de transmission de pression.

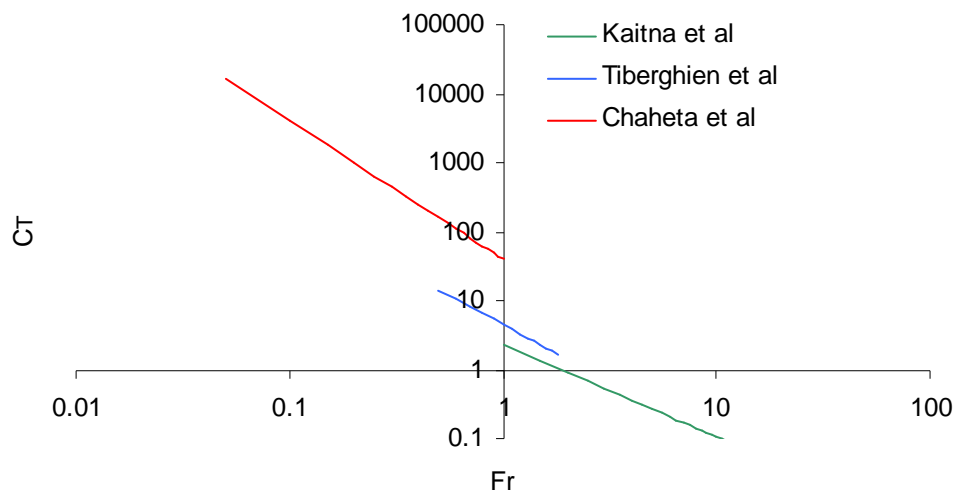


Fig. 5.19 - Valeurs expérimentales du coefficient C_T en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident pour des études réalisées avec des matériaux différents.

3.2/ Caractéristiques temporelles de la pression dynamique

Dans le cadre de la mécanique des structures, il est établi que la résistance d'un ouvrage de protection dépend [74] :

- des contraintes maximales appliquées,
- de l'évolution en temps des contraintes,
- de la répartition spatiale des contraintes.

L'étude des contraintes maximales appliquées, qui a fait l'objet d'une grande partie de ce chapitre est donc insuffisante pour déterminer à elle seule le dimensionnement d'un ouvrage. Il est nécessaire de lui associer deux autres caractéristiques que sont l'évolution en temps des contraintes et la répartition spatiale des contraintes.

L'évolution en temps des contraintes comprend un temps d'application qui est fonction du volume de l'événement et d'un temps de montée qui dépend de sa dynamique. Dans les sections 2.1 et 2.2 du chapitre 4, nous avons mis en évidence que le temps d'établissement du régime permanent lors de l'impact dépend du régime d'impact. Nous avons montré que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, le régime permanent est établi au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de plusieurs secondes alors que dans le cadre du régime d'impact de jet, le régime permanent est établi au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de plusieurs dixièmes de seconde. Dans la section 1.1 du présent chapitre, nous avons montré que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, la pression dynamique maximale est atteinte lorsque le régime permanent est établi. En revanche, dans le cadre du régime d'impact de jet, la pression dynamique maximale est atteinte avant que le régime permanent ne soit établi. Dans le cadre du régime d'impact de jet, il est donc incorrect de se fier au temps d'établissement du régime permanent pour déterminer avec exactitude le temps au bout duquel la pression dynamique atteint sa valeur maximale. Pour cela, quel que soit le régime d'impact considéré, nous avons introduit le temps t_1 , défini comme le temps au bout duquel la pression dynamique a atteint 95% de sa valeur maximale. Dans la section 2.1 du chapitre 4, nous avons mis en évidence que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, le profil de pression dynamique est caractérisé par une évolution asymptotique. C'est pour cela que nous avons introduit un critère de pourcentage sur la valeur maximale de pression dynamique afin de nous affranchir des problèmes induits par ce type de profil. La figure (5.20) illustre l'évolution du temps t_1 en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Elle met en évidence que le temps t_1 diminue rapidement lorsque le nombre de Froude de l'écoulement incident augmente c'est-à-dire lorsque l'on se déplace du régime d'impact de zone morte au régime d'impact de jet. Lors du dimensionnement d'une structure, il est donc primordial de tenir compte du régime d'impact afin de prendre en compte la dynamique de la sollicitation.

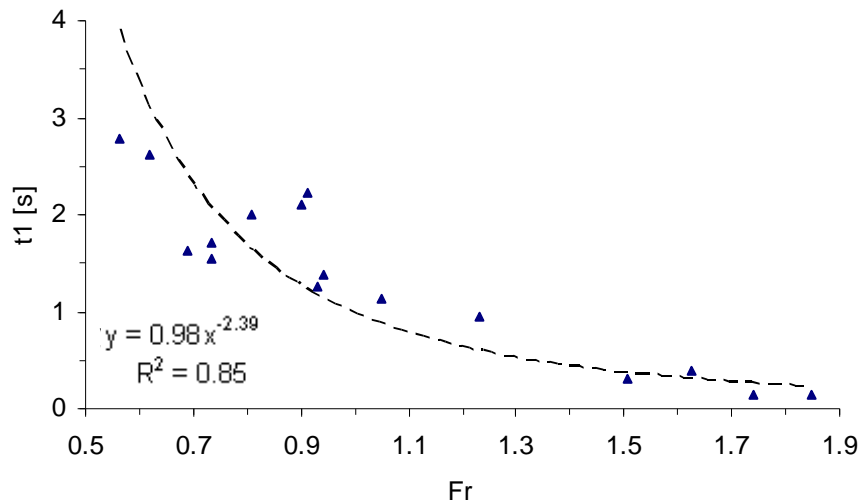


Fig. 5.20 - Temps au bout duquel 95 % de la valeur maximale de la pression dynamique est atteinte en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre des régimes d'impact de zone morte et de jet. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 3.6 Pa.s^n$ et $\tau_c = 4.9 Pa$.

L'étude de la répartition spatiale de la contrainte qui a fait l'objet d'expériences spécifiques n'a pas permis d'obtenir de résultats significatifs. Malgré nos efforts de miniaturisation du dispositif de mesure de pression, la hauteur de la partie sensible (1 cm [Chap3, §1.4]) s'est montrée particulièrement limitante dans le cadre de nos expériences. La hauteur de l'obstacle étant de l'ordre de 3 cm, nos mesures de pression ont été moyennées sur une hauteur trop importante pour mettre en évidence une variation significative. Une discussion sur l'étude de la répartition spatiale de la contrainte figure dans la section 2.2 du chapitre 7.

Chapitre 6

ETUDE DE LA DISSIPATION DE L'ENERGIE DE L'ECOULEMENT

Dans le chapitre 5, nous avons traité l'interaction écoulement/ obstacle en nous intéressant à la pression dynamique que l'écoulement exerce sur l'obstacle. Pour avoir une vision complète de cette interaction, nous étudions maintenant l'effet de l'obstacle sur l'écoulement. Pour cela, nous quantifions la dissipation de l'énergie de l'écoulement due à la présence d'un obstacle. Le travail que nous avons présenté dans les chapitres précédents repose sur une description locale de l'écoulement. Il était donc cohérent que cette étude sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement soit également basée sur ce niveau de description. La dissipation d'énergie a été estimée en étudiant l'évolution de la hauteur et de la vitesse locale de l'écoulement. Pour différentes raisons que nous abordons dans le présent chapitre, les résultats que nous avons obtenus en mettant en œuvre cette méthode sont restés de nature prospective.

Nous présentons dans une première partie la notion de perte de charge et son calcul dans le cas d'un écoulement gravitaire à surface libre. Nous établissons également le lien entre la perte de charge et la dissipation de l'énergie de l'écoulement écrite sous la forme d'une puissance dissipée.

La seconde partie présente la méthode spécifique que nous avons développée pour quantifier la dissipation de l'énergie de l'écoulement à l'amont de l'obstacle dans le cadre du régime permanent.

La troisième partie est consacrée aux résultats que nous avons obtenus sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement. Ces résultats exprimés sous la forme d'une puissance dissipée caractérisent la dissipation de l'énergie de l'écoulement à l'amont de l'obstacle, dans le cadre du régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement incident inférieurs à 1.4.

I/ Notion de dissipation d'énergie

1.1/ Pertes de charge

1.1.1/ Origines des pertes de charges

Lors de l'écoulement d'un fluide, les pertes de charges proviennent du fait que l'énergie mécanique se transforme en chaleur de manière irréversible à cause de la viscosité moléculaire et turbulente du fluide [75]. On distingue deux types de pertes de charge :

- Les pertes de charge linéaires

Les pertes de charges linéaires sont dues à la viscosité du fluide. Elles existent dès que le fluide est en mouvement et que les différentes particules qui le constituent se déplacent à une vitesse différente. Les pertes de charges linéaires sont systématiques, que l'écoulement soit laminaire ou turbulent. On les qualifie de linéaires parce qu'elles ont lieu sur toute la longueur de l'écoulement.

- Les pertes de charge singulières

Les pertes de charges singulières sont dues à une perturbation locale. Elles trouvent leur origine dans un décollement aux parois, la formation de tourbillons, la modification brutale de la direction de l'écoulement due par exemple à une modification de la section de l'écoulement ou à la présence d'un obstacle. Dans le cadre de l'écoulement d'un fluide à seuil, les pertes de charges singulières trouvent également leur origine dans la formation locale de zone morte. Cette zone que nous avons caractérisée dans la section 2.4 du chapitre 3 dans le cas d'un obstacle obstruant complètement l'écoulement correspond à un arrêt local de l'écoulement qui induit une perte de charge singulière.

1.1.2/ Calcul de la charge

Dans le cas d'un écoulement gravitaire, la charge d'un point M de l'écoulement notée $\Gamma(M)$ s'écrit en mètre :

$$\Gamma(M) = \frac{p(M)}{\rho g} + Z(M) + \frac{V^2(M)}{2g} \quad (6.1)$$

$p(M)$ est la pression au point M.

$Z(M)$ est l'ordonnée du point M dans le repère $(O, \underline{x}, \underline{z})$ que nous avons choisi.

$V(M)$ est la vitesse du point M.

La charge peut également s'écrire sous la forme d'une énergie par unité de volume. Pour cela l'équation (6.1) est multiplié par ρg .

Pour calculer la charge, nous avons choisi le repère $(O, \underline{x}, \underline{z})$ illustré par la figure (6.1). Sur cette figure, nous mentionnons également les paramètres intervenant dans l'équation (6.1).

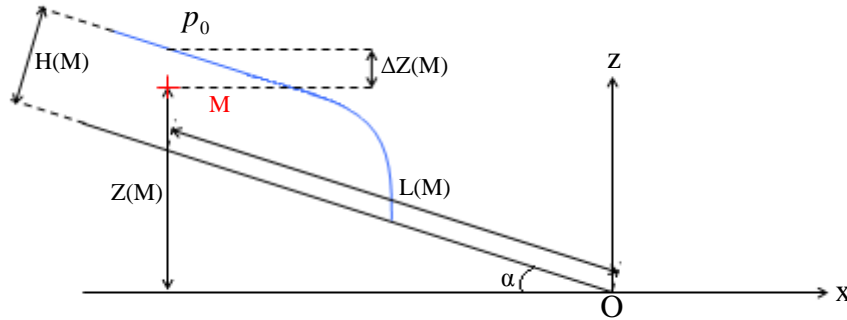


Fig. 6.1 - Illustration du paramétrage réalisé pour calculer la charge en un point M de l'écoulement.

En faisant l'hypothèse qu'au point M, la répartition de la pression est hydrostatique dans une direction perpendiculaire à l'écoulement, c'est-à-dire perpendiculaire au fond, $p(M)$ s'écrit sous la forme :

$$p(M) = p_0 + \rho g \Delta Z(M) \cos \alpha$$

p_0 est la pression au contact de la surface libre, par conséquent, $p_0 = p_{atm}$. Pour les écoulements que nous avons réalisés, ce terme peut être négligé devant les autres termes intervenant dans le calcul de la charge. On en déduit l'expression de la charge en un point M de l'écoulement :

$$\Gamma(M) = \Delta Z(M) \cos \alpha + Z(M) + \frac{V^2(M)}{2g} \quad (6.2)$$

Dans le repère $(O, \underline{x}, \underline{y})$ choisi on peut écrire que :

$$\Delta Z(M) \cos \alpha + Z(M) = L(M) \sin \alpha + H(M) \cos \alpha$$

Dès lors l'équation (6.2) s'écrit :

$$\Gamma(M) = L(M) \sin \alpha + H(M) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \quad (6.3)$$

1.2/ Puissance dissipée

Dans le cadre d'un écoulement gravitaire, le théorème de Bernoulli généralisé s'écrit dans un domaine D délimité par la surface S de normale \underline{n} tournée vers l'extérieur [70] :

$$\iiint_D \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) d\omega + \iint_S \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z + p \right) \underline{V} \cdot \underline{n} dS = \iiint_D p \operatorname{div} \underline{V} d\omega - P_\mu \quad (6.4)$$

$\iiint_D \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) d\omega$ quantifie la variation au cours du temps de l'énergie cinétique et potentielle du domaine D .

$\iint_S \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z + p \right) \underline{V} \cdot \underline{n} dS$ quantifie le flux d'énergie cinétique et potentielle au travers de la surface S et la puissance des forces de pression calculée sur la surface S .

$\iiint_D p \operatorname{div} \underline{V} d\omega$ quantifie la puissance de compression élastique du domaine D .

P_μ quantifie la puissance dissipée par frottement visqueux dans le domaine D .

Dans le cadre du régime permanent et en supposant le fluide incompressible, l'équation (6.4) se simplifie et devient :

$$\iint_S \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z + p \right) \underline{V} \cdot \underline{n} dS = -P_\mu \quad (6.5)$$

En tenant compte de l'expression de la charge définie par l'équation (6.1), l'équation (6.5) peut s'écrire :

$$\rho g \iint_S \Gamma \underline{V} \cdot \underline{n} dS = -P_\mu \quad (6.6)$$

On déduit de l'équation (6.6) qu'en régime permanent et pour un fluide incompressible, la puissance visqueuse dissipée dans le domaine D équivaut au bilan des flux de charge au travers de la surface S délimitant le domaine D au terme ρg près.

II/ Méthodologie utilisée pour caractériser la puissance visqueuse dissipée

L'équation (6.6) permet de calculer la puissance visqueuse dissipée dans un domaine D dans le cadre du régime permanent. Pour cela, on effectue le bilan des flux de charge qui traversent la surface S délimitant ce domaine. Dans un premier temps, nous avons fait le choix de nous restreindre au régime permanent. Ce choix a été motivé par la complexité de l'étude de la dissipation de l'énergie de l'écoulement en régime transitoire : celle-ci nécessite en effet un travail préalable en régime permanent.

Le calcul des flux de charge exige de connaître les grandeurs intervenant dans l'expression de la charge. D'après l'équation (6.1), il faut donc connaître la vitesse locale ainsi que la pression locale. En pratique, il n'est expérimentalement pas possible d'estimer la pression locale en chaque point appartenant à l'écoulement. Pour pallier cette contrainte expérimentale, nous avons fait l'hypothèse que la répartition de la pression est hydrostatique. Nous discutons de la pertinence de cette hypothèse dans la section 3.2.1 du présent chapitre. Au regard de cette hypothèse, l'équation (6.2) illustre que le calcul de la charge ne fait plus intervenir la pression locale. Il nécessite de connaître la vitesse locale ainsi que la hauteur locale de l'écoulement. La présentation succincte des dispositifs expérimentaux utilisés pour mesurer ces deux grandeurs fait l'objet de la section suivante.

2.1/ Estimation de la vitesse locale et de la hauteur locale de l'écoulement

Nous rappelons succinctement dans cette section les dispositifs que nous avons mis en œuvre pour déterminer la vitesse locale et la hauteur locale de l'écoulement.

2.1.1/ Estimation de la vitesse locale de l'écoulement

La mesure de la vitesse locale repose sur la mise en œuvre de la vélocimétrie par images de particules ou Particles Images Velocimetry (PIV). La vélocimétrie par image de particule dont une description exhaustive figure dans la section 1.3 du chapitre 3 permet de déterminer le champ de vitesse bidimensionnel instantané dans un plan vertical localisé au centre de l'écoulement et parallèle à celui-ci. Cette caractéristique implique donc que tous les résultats que nous présentons dans ce chapitre sont donnés par unité de largeur.

Comme nous l'avons mentionné dans la section 1.3.2.2 du chapitre 3, le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement est sujet à un certain nombre de phénomènes perturbateurs qui engendrent une erreur relative moyenne de 10% sur l'estimation de la vitesse locale. De plus, dans le cas de nos expériences, ce dispositif de mesure s'est montré limitant. Nous n'avons en effet pas pu le mettre en œuvre pour des écoulements incidents dont le nombre de Froude est supérieur à 1.4. Par ailleurs, des phénomènes de décollement et de variation brutale de surface libre ne nous ont également pas permis de le mettre en œuvre à l'aval de l'obstacle. Par conséquent, la vitesse locale de l'écoulement n'a pu être estimée qu'à l'amont de l'obstacle pour des écoulements dont le nombre de Froude est inférieur à 1.4.

2.1.2/ Estimation de la hauteur locale de l'écoulement

La hauteur locale de l'écoulement a été déterminée en utilisant le procédé de traitement d'image dont une description exhaustive figure dans la section 1.2.2 du chapitre 3. Le traitement d'image est basé sur un seuillage qui permet de détecter la position de la surface libre. L'erreur de mesure associée à cette méthode est de l'ordre de quelques pourcents. Dans ce chapitre, elle a donc été systématiquement négligée devant l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse.

2.2/ Calcul des flux de charge

Les limites du dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement ont restreint notre étude à un domaine situé à l'amont de l'obstacle. La figure (6.2) illustre le paramétrage que nous avons réalisé pour calculer les flux de charge afin de déterminer la puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle. Le domaine d'étude noté D est délimité par un contour en rouge noté S .

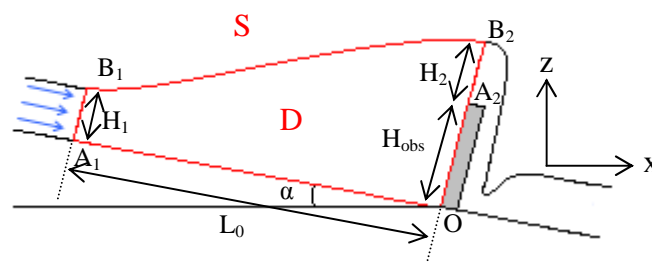


Fig. 6.2 - Illustration du paramétrage réalisé pour calculer les flux de charge.

Comme nous nous sommes placés dans le cadre du régime permanent, les limites du domaine D sont constantes. Voici les caractéristiques de chaque limite :

- La limite décrite par l'arc B_1B_2 correspond à la surface libre de l'écoulement. Par conséquent, aucun flux ne traverse cette limite.
- La limite décrite par le segment A_1O correspond au fond du canal. Par conséquent, aucun flux ne traverse cette limite.
- La limite décrite par le segment OA_2 correspond à la face amont de l'obstacle par conséquent, aucun flux ne traverse cette limite.
- La limite décrite par le segment A_1B_1 correspond à la section à partir de laquelle la hauteur de l'écoulement est modifiée par la présence de l'obstacle. C'est à travers cette limite que le flux entre dans le domaine D .
- La limite décrite par le segment A_2B_2 correspond à la section de l'écoulement situé à l'aplomb de la face amont de l'obstacle. C'est à travers cette limite que le flux sort du domaine D .

On déduit de cette description des limites du domaine D que pour calculer la puissance visqueuse dissipée dans le domaine D , il faut être à même de calculer le flux de charge au travers de la section A_1B_1 et le flux de charge au travers de la section A_2B_2 .

2.2.1/ Flux de charge entrant

D'après l'équation (6.6), le flux de charge entrant, noté Φ_E , au travers de la section A_1B_1 de normale \underline{n}_1 tournée vers l'extérieur est donné par :

$$\Phi_E = \int_0^{H_1} \Gamma(M) \underline{V}(M) \cdot \underline{n}_1 dz$$

La section A_1B_1 , a été choisie afin d'être située à la limite à partir de laquelle l'écoulement est perturbé par l'obstacle. Par conséquent, l'écoulement au travers de cette section correspond à l'écoulement permanent du même fluide sur un plan incliné identique en absence d'obstacle. En faisant l'hypothèse discutée dans la section 3.2.1 du présent chapitre que la répartition de la pression est hydrostatique dans la section A_1B_1 , la charge s'écrit d'après l'équation (6.3) sous la forme :

$$\Gamma(M) = L(M) \sin \alpha + H(M) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \text{ avec } M \in A_1B_1$$

Dans la section A_1B_1 , $L(M)$ s'écrit :

$$L(M) = L_0 + \varepsilon(M, \alpha)$$

Comme α est petit, $L_0 \gg \varepsilon(M, \alpha)$ si bien que $L(M) \approx L_0$. Par conséquent, le flux de charge entrant s'écrit :

$$\Phi_E = \int_0^{H_1} \left(L_0 \sin \alpha + H(M) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \right) \underline{V}(M) \underline{n}_1 dz$$

En pratique, le flux de charge entrant n'a pas pu être calculé au cours de l'écoulement en présence d'un obstacle. Nous montrons dans la section 3.1.2 du présent chapitre que la longueur L_0 qui est fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident est de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres. La largeur du champ de vision de la caméra étant de l'ordre de 10 cm, il n'est pas possible de visualiser simultanément la section dans laquelle est calculé le flux de charge entrant et la section dans laquelle est calculé le flux de charge sortant. Pour calculer le flux de charge entrant, nous avons réalisé un écoulement identique en absence d'obstacle dont nous avons déterminé le profil de vitesse. Ce profil de vitesse a servi de référence pour déterminer le flux de charge entrant dans la section A_1B_1 .

2.2.2/ Flux de charge sortant

D'après l'équation (6.6), le flux de charge sortant noté Φ_S au travers de la section A_2B_2 de normale \underline{n}_2 est donné par :

$$\Phi_S = \int_0^{H_2} \Gamma(M) \underline{V}(M) \underline{n}_2 dz$$

Pour calculer le flux de charge dans la section A_2B_2 , nous avons fait l'hypothèse que la répartition de la pression est hydrostatique dans cette section. Cette hypothèse fait l'objet d'une discussion dans la section 3.2.2 du présent chapitre. Dans ce cas, la charge s'écrit selon l'équation (6.3) sous la forme :

$$\Gamma(M) = L(M) \sin \alpha + (H_2 + H_{obs}) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \text{ avec } M \in A_2B_2$$

Dans la section A_2B_2 , $L(M)$ s'écrit :

$$L(M) = -\varepsilon(M, \alpha)$$

Comme α est petit, $\varepsilon(M, \alpha)$ peut être négligé devant les autres termes intervenant dans le calcul de la charge si bien que $L(M) \approx 0$. Par conséquent, le flux de charge sortant s'écrit :

$$\Phi_S = \int_0^{H_2} \left((H_2 + H_{obs}) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \right) \underline{V}(M) \underline{n}_2 dz$$

2.3/ Estimation de la puissance visqueuse dissipée

D'après l'équation (6.6), la puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle dans le cadre du régime permanent est donnée par :

$$P_\mu = \rho g (|\Phi_E| - |\Phi_S|)$$

La puissance visqueuse dissipée s'écrit en fonction des grandeurs intervenant dans le calcul du flux de charge :

$$P_\mu = \rho g \left[\int_0^{H_1} \left(L_0 \sin \alpha + H_1 \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \right) \underline{V}(M) \underline{n}_1 dz - \int_0^{H_2} \left((H_2 + h_{obs}) \cos \alpha + \frac{V^2(M)}{2g} \right) \underline{V}(M) \underline{n}_2 dz \right] \quad (6.7)$$

III/ Puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle et en régime permanent

Nous présentons dans cette partie les résultats que nous avons obtenus sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement écrite sous la forme d'une puissance visqueuse dissipée. Ces résultats ont été établis dans le cadre du régime permanent. Comme nous l'avons déjà mentionné, les phénomènes perturbateurs auxquels est sujet le dispositif de mesure de vitesse au sein de l'écoulement ont restreint notre étude à un domaine situé à l'amont de l'obstacle et à des écoulements incidents dont le nombre de Froude est inférieur à 1.4.

3.1/ Localisation des dissipations visqueuses à l'amont de l'obstacle

L'étude de la dissipation de l'énergie de l'écoulement due à la présence d'un obstacle nécessite de connaître la zone dans laquelle est localisée cette dissipation. Comme nous étudions la dissipation de l'énergie de l'écoulement à l'amont de l'obstacle, nous avons déterminé dans un premier temps la zone à l'amont de l'obstacle dans laquelle elle est localisée.

La présence d'un obstacle entraîne une dissipation d'énergie à son amont et à son aval du fait de la déviation locale de l'écoulement. Par conséquent, en régime permanent, lorsque la hauteur de l'écoulement en présence d'un obstacle est différente de la hauteur de l'écoulement sans obstacle, il existe une modification locale de la vitesse. Nous avons donc déterminé les dimensions de la zone à l'amont de l'obstacle dans laquelle il existe une modification de la hauteur de l'écoulement. La caractérisation de cette zone que nous appelons zone d'influence amont de l'obstacle est présentée dans la section suivante.

3.1.1/ Méthode utilisée pour déterminer la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle

Pour déterminer la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle notée L_0 , nous nous sommes placés dans le cadre du régime permanent. La position de la surface libre a été détectée selon le principe décrit par la figure (6.3). Comme l'utilisation d'un capteur à ultrasons s'est montrée inadaptée car cette technologie ne permet pas de caractériser finement une surface inclinée [Chap3, §1.1.2] nous avons utilisé un capteur laser. L'utilisation de ce type de capteur a nécessité d'opacifier la solution de Carbopol. Pour cela nous avons ajouté du kaolin en très faible quantité. Comme l'illustre la figure (6.3), le capteur laser a été monté sur un chariot couplé à un capteur à ultrasons pour déterminer sa position.

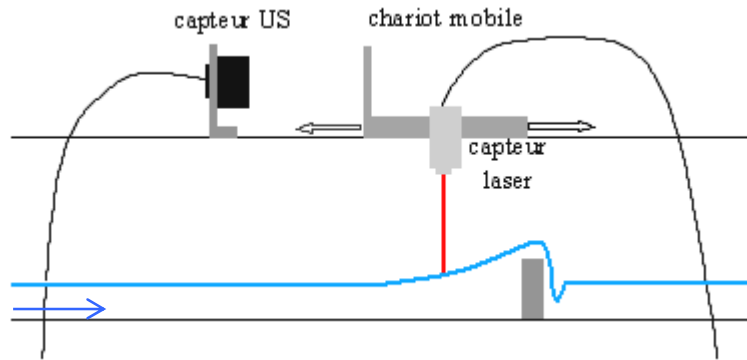


Fig. 6.3 - Schéma de principe de l'expérience réalisée pour mettre en évidence la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle

3.1.2/ Longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle en fonction des caractéristiques de l'écoulement

Les résultats que nous présentons ont été obtenus avec une solution de Carbopol que nous avons opacifiée avec une très faible quantité de kaolin. Les paramètres rhéologiques caractéristiques de cette solution sont : $n = 0.42$, $\kappa = 5.2 Pa.s^n$, $\tau_c = 5.3 Pa$. Ce jeu de paramètres déterminé selon le protocole expérimental décrit dans la section 3.6.2 du chapitre 2 est donc différent de celui qui caractérise le fluide utilisé pour les autres expériences. L'ajout de kaolin pour opacifier la solution de Carbopol a eu pour effet de modifier le rapport entre la contrainte seuil et la consistance si bien qu'en dépit de nombreux essais à concentration massique différente, nous n'avons pas pu obtenir un fluide aux paramètres rhéologiques identiques.

Dans le cadre des expériences destinées à déterminer la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle, le nombre d'aspect de l'obstacle n'a pas été fixé de manière stricte. Nous présentons donc nos résultats pour trois gammes de nombre d'aspect de l'obstacle : $[0.79;0.95]$, $[0.59;0.74]$, $[0.47;0.59]$. La figure (6.4) illustre l'évolution de la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident.

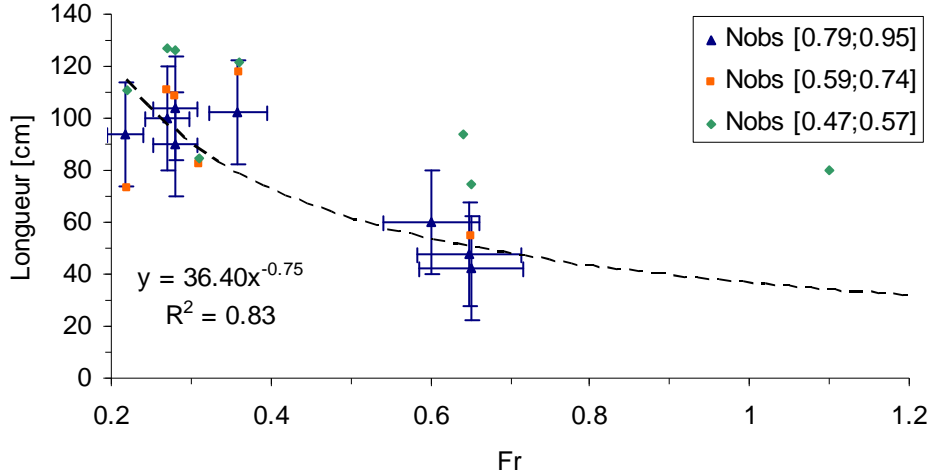


Fig. 6.4 - Longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident pour trois gammes de nombre d'aspect de l'obstacle. Paramètres rhéologiques caractéristiques : $n = 0.42$, $\kappa = 5.2 Pa.s^n$, $\tau_c = 5.3 Pa$

Dans un souci de clarté, nous ne mentionnons que les intervalles d'erreur des mesures que nous avons exploitées. Comme le nombre d'aspect de l'obstacle a été fixé à 0.86 pour le reste de l'étude sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement, nous avons utilisé les résultats des expériences dont le nombre d'aspect de l'obstacle était compris entre 0.79 et 0.95.

La figure (6.4) met en évidence que la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle diminue lorsque le nombre de Froude de l'écoulement incident augmente et qu'elle varie d'environ 100 cm pour $Fr = 0.3$ à environ 35 cm pour $Fr = 1.2$. Au regard de la taille de l'obstacle qui est de l'ordre de 3 cm, la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle est 10 à 30 fois plus grande. La régression que nous avons effectuée sur les mesures obtenues permet d'écrire en mètre que : $L_0(Fr) = 0.36Fr^{-0.75}$ avec $N_{obs} \in [0.79;0.95]$.

Dans le cadre de ces expériences réalisées avec du Carbopol opacifié, nous avons mis en évidence que le nombre d'Herschel-Bulkley de l'écoulement noté H_b , que le nombre G de l'écoulement noté G et que le nombre de Froude de l'écoulement noté Fr sont liés par les relations : $H_b = 0.29Fr^{-0.43}$ et $G = 0.16Fr^{-0.34}$. Par conséquent, comme nous l'avons montré dans la section 3.4 du chapitre 3, l'évolution de la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle donnée en mètre en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident doit être écrite :

$$L_0(Fr) = 0.36Fr^{-0.75} \text{ avec } H_b = 0.29Fr^{-0.43}, G = 0.16Fr^{-0.34} \text{ et } N_{obs} \in [0.79;0.95] \quad (6.7)$$

Les résultats sur la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle doivent permettre de déterminer la grandeur L_0 qui intervient dans le calcul du flux de charge entrant. Comme nous l'avons déjà mentionné, ces résultats sont issus d'expériences réalisées avec un fluide dont les paramètres rhéologiques sont particuliers. Ils sont différents de ceux du fluide utilisé dans le cadre des expériences destinées à mesurer la vitesse locale et la hauteur locale qui sont les deux autres grandeurs intervenant dans le calcul de la charge. Pour que l'estimation de la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle soit applicable à des expériences identiques mais réalisées avec un fluide différent, il faut l'exprimer en fonction de H_b , G et Fr . Comme nous l'avons stipulé, ces trois nombres sont liés, il existe donc une infinité de fonction pour écrire L_0 sous la forme $f(Fr, H_b, G)$. En choisissant f de la forme $f = \alpha_1 Fr^{\alpha_2} H_b G$, l'équation (6.7) permet de déduire que $\alpha_1 = 7.76$ et que $\alpha_2 = 0.02$. Par conséquent en négligeant α_2 , L_0 s'écrit :

$$L_0(H_b, G) = 7.76 H_b G \quad \forall Fr \in [0.20; 1.40] \text{ avec } N_{obs} \in [0.79; 0.95] \quad (6.8)$$

Les expériences que nous avons réalisées avec une solution de Carbopol sans ajout de kaolin sont caractérisées par $H_b = 0.40 Fr^{-0.49}$ et $G = 0.14 Fr^{-0.49}$ [Chap3, §3.4]. Par conséquent, en utilisant l'équation (6.8), la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident est donnée pour ces expériences par :

$$L_0(Fr) = 0.43 Fr^{-0.98} \text{ avec } N_{obs} \in [0.79; 0.95]$$

3.2/ Puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle

L'estimation de la puissance visqueuse dissipée en régime permanent est basée sur le calcul du flux de charge entrant et sortant du domaine d'étude. Ce calcul est détaillé dans la section 2.2 du présent chapitre. Pour calculer ces deux flux, nous avons fait l'hypothèse que dans les sections dans lesquelles ils sont calculés, la répartition de la pression est hydrostatique. Cette hypothèse est fondamentale car elle permet de s'affranchir de la pression locale qui est une grandeur à laquelle nous n'avons pas accès. Avant de présenter les résultats obtenus sur la puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle, il convient donc de vérifier que cette hypothèse est raisonnable dans la cadre de nos expériences.

3.2.1/ Validité du calcul de la puissance visqueuse dissipée

En régime permanent et pour un fluide visqueux, la répartition de la pression au sein de l'écoulement est hydrostatique perpendiculairement aux lignes de courant lorsque ces dernières sont rectilignes. Lorsque les lignes de courant sont incurvées, la pression évolue dans une direction qui leur est perpendiculaire selon le rapport V^2/R où V est la vitesse et R le rayon de courbure des lignes de courant [69].

Comme nous l'avons déjà mentionné, dans la section A_1B_1 l'écoulement correspond à l'écoulement en régime permanent d'un fluide à seuil sur un plan incliné. Etant données les caractéristiques du profil de vitesse de ce type d'écoulement [Chap3, §2.2.1], la répartition de la pression peut être considérée comme hydrostatique dans la section A_1B_1 .

Dans la section A_2B_2 qui se situe dans une zone où l'écoulement est perturbé par l'obstacle, le profil de vitesse n'est donc pas celui d'un écoulement sans obstacle. En observant la surface libre de l'écoulement en régime permanent, nous avons constaté que pour des nombres de Froude de l'écoulement incident inférieurs à 1.4, le point haut de la surface libre est situé approximativement à l'aplomb de l'obstacle. Cette caractéristique induit un changement de direction de l'écoulement dans cette zone. A l'amont de cette zone, l'écoulement est dévié vers le haut pour passer l'obstacle alors qu'en aval il est dévié vers le bas pour retrouver son état d'équilibre initial. A l'abscisse où s'opère ce changement de direction, l'écoulement est donc localement parallèle au fond. Par ailleurs, en observant l'allure des lignes de courant au voisinage de l'aplomb de l'obstacle, nous avons constaté que leur rayon de courbure est très grand. Nous avons donc formulé l'hypothèse selon laquelle à l'aplomb de l'obstacle, le rayon de courbure des lignes de courant n'a pas d'influence significative sur la répartition de la pression. Par conséquent, dans la section A_2B_2 située à l'aplomb de l'obstacle, il est raisonnable de considérer que pour des nombres de Froude de l'écoulement incident inférieur à 1.4 la répartition de la pression est hydrostatique.

3.2.2/ Résultats

La puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle a été calculée selon l'équation (6.7). La longueur L_0 qui caractérise la longueur de la zone d'influence amont de l'obstacle a été calculée selon l'équation (6.8). Dans la section 2.1 du présent chapitre nous

avons mentionné que l'incertitude sur la mesure de la hauteur locale est négligée devant l'incertitude sur la mesure de vitesse locale estimée à 10%. Comme le calcul de la puissance visqueuse dissipée fait intervenir en particulier le cube de la vitesse locale, la puissance visqueuse dissipée est estimée avec une incertitude d'environ 30%. La figure (6.5) illustre l'évolution de la puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident. Ces résultats ont été obtenus en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.53 et 1.40.

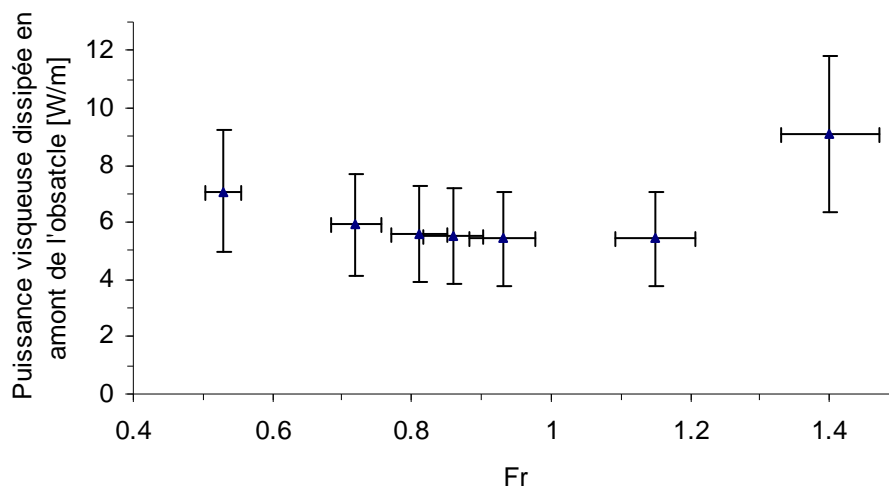


Fig. 6.5 - Puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.53 et 1.40.

Compte tenu de l'erreur relative associée aux résultats, la figure (6.5) met en évidence que la puissance visqueuse dissipée à l'amont de l'obstacle dans le cadre du régime permanent est du même ordre de grandeur quel que soit le nombre de Froude de l'écoulement incident. Cette tendance implique qu'en régime permanent et à l'amont de l'obstacle, la dissipation de l'énergie de l'écoulement est faiblement liée aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement.

En absence d'obstacle et en régime permanent, la puissance visqueuse dissipée le long d'un écoulement sur un plan incliné est égale à la puissance des forces de gravité. En notant cette puissance $P_{\mu ref}$ et la hauteur de l'écoulement H , la puissance visqueuse dissipée sur une distance L_0 s'écrit :

$$P_{\mu ref} = \rho g \int_0^H L_0 \sin \alpha V(M) dz \quad (6.10)$$

A partir de l'équation (6.10), nous avons estimé la puissance visqueuse dissipée dans le cas d'écoulements identiques à ceux que nous avons réalisés mais en absence d'obstacle. La figure (6.6) illustre la puissance visqueuse dissipée avec et sans obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement incident dans le cadre du régime permanent.

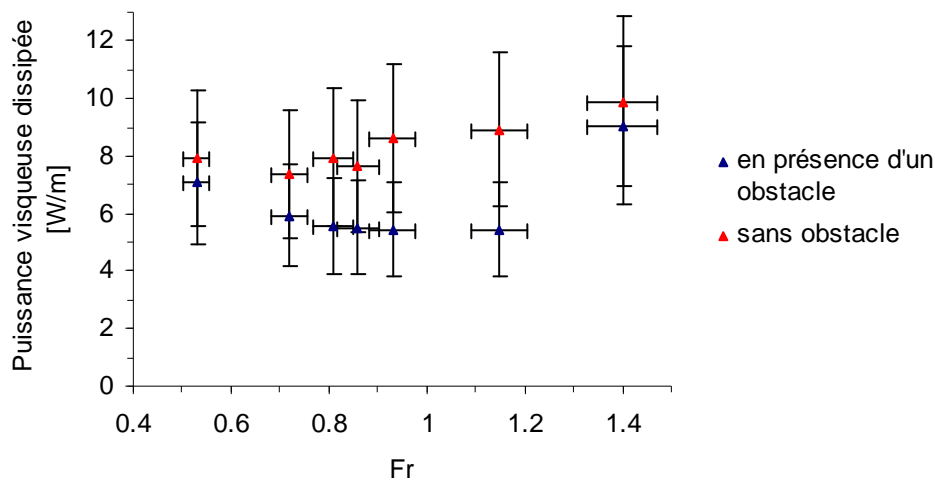


Fig. 6.6 - Puissance visqueuse dissipée avec et sans obstacle en fonction du nombre de Froude de l'écoulement dans le cadre du régime permanent.

Compte tenu des incertitudes de mesure sur la puissance dissipée, la figure (6.6) met en évidence qu'en régime permanent, la puissance visqueuse dissipée en présence d'un obstacle et à l'amont de celui-ci est égale à la puissance visqueuse dissipée sans obstacle. Par conséquent, on en déduit qu'en régime permanent et pour un écoulement dont le nombre de Froude est compris entre 0.53 et 1.40, la présence d'un obstacle n'induit pas une dissipation d'énergie supplémentaire à son amont. Dans la section 2.3 du chapitre 4, nous avons formulé l'hypothèse que pour cette gamme de nombres de Froude, la présence d'une zone morte à l'amont de l'obstacle modifie la géométrie effective de celui-ci. Nous avons introduit le terme « d'effet tremplin » pour décrire ce phénomène selon lequel un obstacle droit est vu par l'écoulement comme un obstacle courbe. L'effet tremplin qui implique que l'écoulement est dévié progressivement explique concrètement que la présence d'un obstacle n'induit pas une dissipation d'énergie spécifique à son amont. L'écoulement est dévié suffisamment progressivement pour qu'il ne s'ajoute pas aux dissipations d'énergie linéaires le long de l'écoulement des dissipations ponctuelles spécifiques à l'obstacle.

Le lien que nous venons d'établir entre l'effet tremplin et l'absence d'une dissipation d'énergie supplémentaire à l'amont de l'obstacle suggère que lorsque l'effet tremplin n'a plus lieu, il est cohérent de supposer que cette dissipation d'énergie peut alors définir significative. Dans la section 2.3 du chapitre 4, nous avons vu que dans le cadre de nos expériences, l'effet tremplin diminue progressivement jusqu'à disparaître pour des nombres de Froude de l'écoulement incidents supérieurs à 1.4 environ. Par conséquent, nous formulons l'hypothèse selon laquelle dans le cadre de nos expériences, il doit être possible d'observer qu'en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement supérieur à 1.4, la dissipation d'énergie localisée à l'amont de l'obstacle et spécifique à celui-ci puisse devenir significative. Dans la section 2.3 du chapitre 5, nous avons conclu que dans le cadre de nos expériences et pour des nombres de Froude inférieurs à 1.4, l'interaction écoulement/ obstacle dépend des caractéristiques rhéologiques du fluide utilisé et de la dynamique de l'écoulement. Dans cette section nous avons également conclu que dans le cadre de nos expériences et pour des nombres de Froude supérieurs à 1.4, l'interaction écoulement/ obstacle ne dépend que de la dynamique de l'écoulement. En se basant sur ce résultat, nous proposons une généralisation des résultats que nous avons obtenus sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement. Nous suggérons qu'en régime permanent, lorsque les effets dus à la rhéologie du fluide ne sont pas négligeables devant les effets dus à la dynamique de l'écoulement la dissipation d'énergie localisée à l'amont de l'obstacle et spécifique à celui-ci n'est pas significative. En revanche, lorsque les effets dus à la rhéologie du fluide sont négligeables devant les effets dus à la dynamique de l'écoulement nous suggérons que la dissipation d'énergie localisée à l'amont de l'obstacle et spécifique à celui-ci devient significative.

Aux erreurs de mesure près, on constate sur la figure (6.6) que la puissance visqueuse dissipée en absence d'obstacle est toujours supérieure à la puissance visqueuse dissipée en présence d'un obstacle et localisée à l'amont de celui-ci. Ce constat qui est incohérent implique qu'une des hypothèses sur lesquelles repose le calcul de la puissance dissipée n'est pas vérifiée. Afin de nous assurer que l'hypothèse de régime permanent se vérifie, nous avons contrôlé que le débit entrant dans la section A_1B_1 était égal au débit sortant dans la section A_2B_2 . Cette condition étant vérifiée nous formulons l'hypothèse selon laquelle l'incohérence observée doit provenir de l'hypothèse de répartition hydrostatique de la pression dans la section A_2B_2 . Dans cette section, nous avons en effet fait l'hypothèse que la courbure des lignes de courant pouvait être négligée ce qui ne semble pas être une hypothèse raisonnable au regard des résultats obtenus.

3.3/ Lien entre la dissipation de l'énergie de l'écoulement et la pression exercée sur l'obstacle

L'étude de la dissipation de l'énergie de l'écoulement a permis de mettre en évidence qu'en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement compris entre 0.53 et 1.4, la présence d'un obstacle n'induit pas une dissipation d'énergie significative à l'amont de celui-ci par rapport à un écoulement de référence sans obstacle. Par conséquent, en régime permanent et pour cette gamme de nombre de Froude, il n'existe pas une dissipation d'énergie spécifique localisée à l'amont de l'obstacle. La dissipation d'énergie est linéaire du fait des frottements visqueux le long de l'écoulement.

Dans la section 2.1.1 du chapitre 5, nous avons mis en évidence que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, soit pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.50 et 1.4, la pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle est du même ordre de grandeur quelque soit le nombre de Froude de l'écoulement incident. Cette tendance implique que le rapport entre la pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle et l'énergie cinétique volumique n'est pas constant. Pour cette gamme de nombre de Froude, ce rapport noté C_T est donné par $C_T = 4.27Fr^{-1.99}$. Dans le cadre du régime d'impact de zone morte, nous avons montré dans la section 1.1 du chapitre 5 que la pression dynamique maximale est atteinte lorsque le régime permanent est établi. Par conséquent l'expression du coefficient C_T est caractéristique du régime permanent.

En combinant les résultats obtenus sur la dissipation d'énergie de l'écoulement et les résultats sur la pression exercée sur l'obstacle, nous en déduisons qu'en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement incident compris entre 0.5 et 1.4, la dissipation d'énergie spécifique à l'obstacle et localisée à son amont n'est pas corrélée au coefficient C_T . En faisant le lien comme dans la section 3.2.2 du présent chapitre avec les effets visqueux et dynamiques, il est possible de généraliser ce résultat. Nous suggérons donc que lorsque les effets visqueux ne sont pas négligeables devant les effets dynamiques, la dissipation d'énergie spécifique à l'obstacle et localisée à son amont n'est pas corrélée au coefficient C_T .

En hydraulique classique, le coefficient de perte de charge singulière noté ζ d'un corps isolé dans un canal faisant obstacle à l'écoulement s'écrit à l'aide du coefficient de traînée noté C_x [75] :

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\rho \frac{V^2}{2}} = Cx \frac{\frac{S_M}{S_0} k^3 \left(1 - \frac{2y}{L}\right)^{3/m}}{\left(1 - \gamma \frac{S_M}{S_0}\right)^3} \text{ avec } Cx = \frac{F_x}{\rho \frac{V^2}{2} S_M} \quad (6.11)$$

F_x est la force normale exercée sur l'obstacle, S_M le maître couple, c'est-à-dire la surface en contact normal avec l'écoulement, S_0 la section de l'écoulement, y est la distance du centre de gravité du corps à l'axe du canal, k est le rapport entre la vitesse maximale de l'écoulement dans la conduite vide et la vitesse moyenne dans la section (il dépend du nombre m dépendant lui-même du nombre de Reynolds de la conduite) et γ est un coefficient de correction tenant compte de l'influence de la forme et de la répartition réciproque des différents obstacles. On déduit de l'équation (6.11) qu'en hydraulique classique il existe un lien entre la dissipation de l'énergie de l'écoulement spécifique à l'obstacle et le coefficient Cx . Comme le coefficient Cx équivaut au coefficient que nous avons noté C_T nous en concluons que les résultats de l'hydraulique classique ne peuvent pas être appliqués directement à notre étude.

Par le terme d'hydraulique classique nous entendons l'étude des fluides newtoniens comme l'étude de l'eau par exemple. Le comportement mécanique de ce type de fluide est donc différent du comportement mécanique du fluide que nous avons utilisé, ce dernier possédant notamment une contrainte seuil. Cette particularité induit la formation potentielle de zones mortes qui comme nous l'avons montré dans la section 2.1.4 du chapitre 5 doivent être prises en compte pour décrire correctement l'interaction écoulement/ obstacle.

Pour que les résultats de l'hydraulique classique soient applicables à notre étude, il faut se placer dans un régime où les effets visqueux, expression du comportement spécifique du fluide, soient négligeables. Dans la section 2.3 du chapitre 5, nous avons montré que cette condition est vérifiée lorsque le nombre de Froude de l'écoulement est supérieur à 1.4. Pour cette gamme de nombre de Froude, et plus généralement lorsque les effets visqueux sont négligeables devant les effets dynamiques, il semble donc cohérent d'envisager qu'en régime permanent la dissipation d'énergie spécifique à l'obstacle et localisée à son amont soit corrélée au coefficient C_T .

Chapitre VII

BILAN, PERSPECTIVES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

Ce chapitre présente le bilan et les perspectives scientifiques et techniques de l'étude que nous avons réalisée sur l'interaction écoulement/ obstacle.

La première partie est consacrée au bilan. Elle s'articule autour de trois thèmes : la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle, la pression dynamique exercée sur l'obstacle et la réduction de l'énergie cinétique de l'écoulement.

Les perspectives scientifiques de notre étude font l'objet de la deuxième partie. Elles traitent de la suite qu'il nous semble pertinent de donner à la présente étude.

Dans une troisième partie, nous présentons les perspectives techniques, c'est-à-dire les éléments qu'il nous semble important de prendre en compte dans la gestion du risque naturel lié aux laves torrentielles. Leur présentation est précédée d'une présentation succincte de la gestion actuelle du risque naturel lié aux laves torrentielles. Cette partie est articulée autour des deux types de mesures mises en place pour gérer les risques naturels : les mesures structurelles et les mesures non structurelles.

I/ Bilan

1.1/ Modification de l'écoulement en amont de l'obstacle

L'étude de la modification de la hauteur et de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle lors de l'impact a permis de mettre en évidence l'existence de deux régimes d'impact distincts.

Le régime que nous dénommons « régime d'impact de zone morte » est caractérisé par la formation rapide d'une zone morte de grande dimension en amont de l'obstacle. Cette zone morte qui correspond à un stockage de matériau est caractérisée par une absence totale de mouvement. Sa présence qui modifie la géométrie apparente de l'obstacle nous a conduit à proposer le terme d'effet tremplin. Cet effet produit une déviation progressive de l'écoulement lors de l'impact.

Le régime que nous dénommons « régime d'impact de jet » est caractérisé par la formation rapide d'un jet associé à une déviation brutale de l'écoulement lors de l'impact. La zone morte formée en amont de l'obstacle est quasi inexistante.

Dans le cadre de nos expériences, nous avons montré que la transition entre ces deux régimes a lieu pour un nombre de Froude de l'écoulement incident proche de 1.4. Cette valeur est propre à nos expériences car on peut supposer qu'elle varie en fonction des caractéristiques rhéologiques du fluide modèle utilisé et de la taille de l'obstacle.

1.2/ Pression dynamique exercée sur l'obstacle

L'étude de la pression dynamique exercée sur l'obstacle a permis de mettre en évidence que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, cette pression et plus généralement l'interaction écoulement/ obstacle dépend des caractéristiques rhéologiques du fluide utilisé et de la dynamique de l'écoulement. Notre étude a également permis de mettre en évidence que dans le cadre du régime d'impact de jet, la pression dynamique exercée sur l'obstacle et plus généralement l'interaction écoulement/ obstacle ne dépend que de la dynamique de l'écoulement.

Ce résultat nous a conduit à introduire le nombre de Reynolds généralisé de l'écoulement noté R_G qui quantifie le rapport entre les effets dynamiques et les effets visqueux. Dans le cadre de nos expériences, nous avons montré que la transition de régime d'impact a lieu pour $R_G \approx 25$.

L'étude de la pression dynamique a permis d'estimer le coefficient C_T qui quantifie le rapport entre la pression dynamique maximale mesurée au centre de l'obstacle et l'énergie cinétique volumique de l'écoulement incident. Dans le cadre de nos expériences, nous avons montré que $C_T = 4.48Fr^{-1.66}$ pour $Fr \in [0.5;1.8]$. Cette relation qui implique que le coefficient C_T n'est pas constant, montre que la seule connaissance de l'énergie cinétique volumique de l'écoulement incident est insuffisante pour estimer la pression dynamique maximale exercée sur l'obstacle.

1.3/ Dissipation de l'énergie de l'écoulement

L'étude de la dissipation de l'énergie de l'écoulement a permis de mettre en évidence qu'en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement compris entre 0.5 et 1.4, la présence d'un obstacle ne provoque pas, à l'amont de celui-ci, une dissipation d'énergie supplémentaire significative. Ce résultat a été justifié par l'effet tremplin qui a lieu dans cette gamme de nombres de Froude. Lorsque cet effet n'a plus lieu, c'est-à-dire dans le cadre de nos expériences pour des nombres de Froude supérieurs à 1.4, nous avons supposé que la présence d'un obstacle doit alors probablement provoquer à l'amont de celui-ci une dissipation d'énergie supplémentaire significative.

Les résultats sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement associés aux résultats sur la pression exercée sur l'obstacle ont permis de mettre en évidence qu'en régime permanent et pour des nombres de Froude de l'écoulement compris entre 0.5 et 1.4, la dissipation d'énergie supplémentaire spécifique à l'obstacle et localisée à l'amont de celui-ci n'est pas corrélée avec le coefficient C_T . En généralisant ce résultat et en l'associant aux résultats de l'hydraulique classique, nous suggérons que lorsque les effets visqueux ne sont pas négligeables devant les effets dynamiques, la dissipation d'énergie spécifique à l'obstacle et localisée à l'amont de celui-ci n'est pas corrélée au coefficient C_T . En revanche, lorsque les effets visqueux sont négligeables devant les effets dynamiques, nous suggérons que la dissipation d'énergie spécifique à l'obstacle et localisée à l'amont de celui-ci est corrélée au coefficient C_T .

II/ Perspectives scientifiques

En se basant sur le bilan effectué dans la section précédente, nous présentons les perspectives scientifiques qu'il est possible d'envisager dans la continuité de l'étude que nous avons réalisée.

2.1/ Modification de l'écoulement en amont de l'obstacle

L'étude de la modification de l'écoulement en amont de l'obstacle a permis de mettre en évidence l'existence d'une zone morte en amont de l'obstacle. Cette étude a également permis de mettre en évidence deux régimes d'impact distincts dont la transition est caractérisée par un nombre de Froude critique. Les expériences que nous avons réalisées nous

permettent seulement de supposer que la géométrie de la zone morte ainsi que la transition de régime d'impact sont fonction de la dynamique de l'écoulement incident, des paramètres rhéologiques du fluide ainsi que de la taille de l'obstacle. Pour valider ces hypothèses, il conviendrait de réaliser de nouvelles expériences à nombres de Froude variables avec des fluides aux paramètres rhéologiques différents ainsi qu'avec des obstacles de taille différente.

2.2/ Pression dynamique exercée sur l'obstacle

L'étude de la pression dynamique a permis de mettre en évidence qu'il est indispensable de tenir compte du régime d'impact pour estimer la pression dynamique exercée sur l'obstacle. A partir des expériences que nous avons réalisées, nous ne pouvons proposer qu'une seule estimation du nombre de Reynolds généralisé critique pour caractériser la transition de régime. Pour valider cette valeur, il conviendrait de réaliser des expériences à nombres de Froude variables avec des fluides aux paramètres rhéologiques différents ainsi qu'avec des obstacles de taille différente. De telles expériences permettraient en même temps d'étudier l'influence de ces paramètres sur la valeur du coefficient C_T .

Le dispositif expérimental de mesure de pression s'est montré limitant pour étudier la répartition spatiale de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Malgré nos investigations, sa miniaturisation s'est avérée insuffisante pour réaliser une étude pertinente sur la répartition spatiale de la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Comme cet aspect est primordial dans le cadre du dimensionnement des ouvrages, il conviendrait de l'investiguer. Dans ce but, il faudrait, en conservant le banc d'essai dans sa configuration actuelle, disposer d'un dispositif de mesure plus petit mais cela semble difficilement possible pour des raisons techniques liées aux capteurs disponibles dans le commerce. Si l'on conservait le dispositif de mesure actuel, il faudrait disposer d'un banc d'essai capable de générer des écoulements d'environ 10 cm de hauteur.

2.3/ Dissipation de l'énergie de l'écoulement

Les résultats obtenus sur la dissipation de l'énergie de l'écoulement en amont de l'obstacle dans le cadre du régime permanent ont mis en évidence les limites de la méthode que nous avons utilisée. Ces limites sont principalement dues aux incertitudes sur la mesure des grandeurs intervenant dans le calcul de la puissance visqueuse dissipée et en particulier sur la mesure de la vitesse locale de l'écoulement. Comme nous l'avons mentionné, cette

incertitude est due au fait que le fluide comporte des bulles d'air qui détériorent la qualité des images. Comme ces bulles proviennent de la grande viscosité du fluide, il nous est matériellement difficile de diminuer l'incertitude sur la mesure de la vitesse locale. Dans ces conditions, l'étude de la dissipation de l'énergie de l'écoulement en régime transitoire à partir de la méthode que nous avons utilisée sera, elle aussi, sujette à une incertitude importante, ce qui rend incertaine l'interprétation des résultats.

L'étude de la réduction de l'énergie de l'écoulement a été restreinte à une zone située en amont de l'obstacle en raison de contraintes expérimentales qui proviennent de phénomènes de décollement à l'aval de l'obstacle. L'importance de ces contraintes est telle qu'elles remettent en cause le bien fondé d'une étude expérimentale sur les dissipations d'énergie basée sur une description locale de l'écoulement. D'un point de vue expérimental, il nous semble plus pertinent d'avoir recours à une étude basée par exemple sur la réduction de la distance d'arrêt due à la présence d'un obstacle. Une telle étude, qui repose sur une description globale de l'interaction écoulement/ obstacle, ne nous a pas semblé pertinente dans le cadre de notre travail parce que nous nous sommes basés sur une description locale.

Les différentes perspectives scientifiques que nous avons abordées nous conduisent à proposer que, dans le cadre d'études basées sur une description locale de l'interaction écoulement/ obstacle, une approche numérique serait tout à fait pertinente. Si le dispositif expérimental que nous avons utilisé a permis d'apporter des éléments novateurs, il nous semble aujourd'hui limité pour compléter les résultats que nous avons obtenus. Ce constat provient des difficultés que nous avons rencontrées pour accéder d'une manière expérimentale à toutes les grandeurs locales ainsi qu'aux limites de la miniaturisation des dispositifs de mesure. Une approche numérique associée à la description des processus physiques locaux caractéristiques de l'interaction écoulement/ obstacle dont nous disposons désormais permettrait d'apporter de nouveaux éléments de réflexion en palliant les contraintes expérimentales. Dans ce but, l'utilisation du code de calcul basé sur la SPH et développé dans le cadre d'un travail de thèse récent [23] correspondrait tout à fait à cette démarche.

III/ Perspectives techniques

L'étude que nous avons réalisée a permis d'apporter des éléments de réponse aux deux questions posées dans la section 4.1 du chapitre 1 sur la pression exercée sur l'ouvrage et sur les pertes d'énergie de l'écoulement. A partir des réponses à ces questions, nous pouvons

proposer des éléments qu'il nous semble important de prendre en compte dans la gestion du risque naturel lié aux laves torrentielles. Ces éléments constituent les perspectives techniques que nous abordons après une brève présentation de la gestion actuelle du risque naturel lié aux phénomènes torrentiels.

3.1/ Gestion actuelle du risque naturel lié aux phénomènes torrentiels

Aujourd'hui, la prévention contre les phénomènes naturels repose sur deux types de mesures que l'on qualifie de structurelles et de non structurelles. Les mesures structurelles incluent tous les types d'ouvrages permettant d'empêcher la formation du phénomène ou d'en réduire l'ampleur, de freiner, stopper ou dévier sa propagation et donc globalement d'en réduire les conséquences fâcheuses à l'aval. Les mesures non-structurelles s'attachent à réduire la vulnérabilité. Elles sont de nature réglementaire et reposent très largement sur la capacité à prédéterminer les conséquences potentielles d'un phénomène : zone d'extension, et contraintes générées sur les structures par exemple.

3.1.1/ Mesures structurelles

En fonction de leur action, les mesures structurelles sont classées en deux types. Lorsqu'elles ont pour fonction d'empêcher la formation du phénomène, on parle de mesures de protection active. Lorsqu'elles ont pour fonction de limiter l'impact du phénomène au moment où il a lieu, on parle de mesures de protection passive.

La protection active s'attache essentiellement à réguler ou empêcher les phénomènes de ruissellement et d'érosion qui favorisent la déstabilisation d'un bassin versant. Elles se présentent le plus souvent sous la forme de travaux de revégétalisation (reboisement, embroussaillage, engazonnement,...). Une fixation préalable des terrains à l'aide d'ouvrages de génie civil, d'ouvrages de génie biologique ou d'ouvrages combinant ces deux techniques est souvent nécessaire. Elle permet à la végétation de s'installer et de prendre, à terme, le relais de la protection assurée par ces ouvrages, tout au moins là où les conditions du milieu naturel le permettent.

La protection passive s'attache essentiellement à limiter les conséquences d'un événement lorsqu'il a lieu. Elle se présente sous la forme d'ouvrages implantés au cœur du torrent. La figure (7.1) illustre les différents types d'ouvrages qu'il est commun de rencontrer en Europe dans les torrents de montage [76].

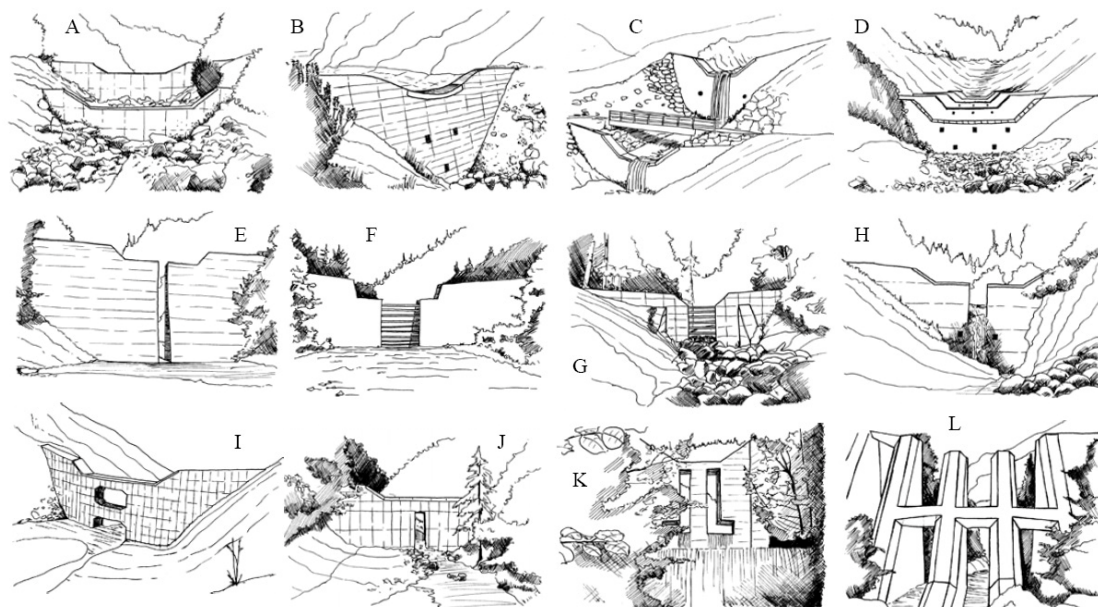


Fig. 7. 1 - Exemple d'ouvrages de protection passive rencontrés dans les torrents européens.

Lorsqu'un événement a lieu, ces ouvrages ont principalement trois fonctions [77] :

- Fonction de stabilisation. Les ouvrages ont pour fonction de limiter l'érosion du lit du torrent lors d'un événement qui augmente sensiblement le volume de matériau transporté. Ces ouvrages stabilisateurs sont des seuils illustrés sur la figure (7.1) par les croquis A, B, C, D.

- Fonction de stockage. Les ouvrages ont pour fonction de stocker les matériaux transportés lors d'un événement pour limiter un éventuel débordement au niveau de la plage de dépôt terminal.

- Fonction de tri. Les ouvrages ont pour fonction de trier les matériaux lors d'un événement pour limiter le transport des blocs de grande taille au potentiel destructeur le plus élevé.

En pratique, il est délicat de dissocier la fonction de stockage de la fonction de tri car ces deux actions sont complémentaires. Les ouvrages se prêtant à ces fonctions sont des ouvrages à fentes illustrés sur la figure (7.1) par les croquis E, F, G, H et des ouvrages à rainures illustrés sur la figure (7.1) par les croquis I, J, K, L.

3.1.2/ Mesures non-structurelles

Les mesures non-structurelles sont de nature réglementaire. Elles reposent essentiellement sur le Plan de Prévention des Risques (PPR) qui doit permettre à une commune de gérer correctement le ou les risques auxquels elle est exposée. Le PPR est établi en se basant sur un guide méthodologique édité par l'Etat, propre à chaque risque. Dans le cas des phénomènes torrentiels qui incluent les laves torrentielles, le guide méthodologique n'a pas encore été officiellement approuvé. Pour évaluer le risque, on introduit le terme d'aléa. L'aléa est une combinaison de l'intensité du phénomène et de sa probabilité d'occurrence. Ce terme tient compte à la fois du risque et de la vulnérabilité. Dans le cas des laves torrentielles, ce guide méthodologique préconise de retenir systématiquement un niveau d'intensité fort lorsqu'une parcelle est atteinte par un écoulement. Cette classification pour les laves torrentielles est différente de celle pour les avalanches. En effet pour ces phénomènes, le guide méthodologique tient compte de deux niveaux d'intensité : moyen ou fort dès lors qu'une parcelle est susceptible d'être atteinte. Le critère de distinction entre l'intensité moyenne et forte est un critère sur la pression potentiellement exercée sur une structure basée sur l'énergie cinétique volumique de l'écoulement.

3.2/ Perspectives

3.2.1/ Mesures structurelles

L'étude que nous avons réalisée a apporté des résultats novateurs concernant la pression exercée par l'écoulement sur l'obstacle en mettant en évidence l'importance du régime d'impact. Nous avons montré que dans le cadre du régime d'impact de zone morte, l'énergie cinétique volumique de l'écoulement est insuffisante pour estimer à elle seule la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Nous avons également montré que le nombre de Reynolds généralisé correspondant à la transition de régime d'impact est proche de 25. En utilisant les caractéristiques d'une lave torrentielle moyenne qui figurent dans la section 3.4 du chapitre 1, nous avons estimé le nombre de Reynolds généralisé d'une lave torrentielle moyenne à 10. Cette valeur du même ordre de grandeur que le nombre de Reynolds critique implique que l'interaction d'une lave torrentielle réelle avec un ouvrage de protection peut mettre en jeu l'un ou l'autre de ces deux régimes d'impact.

En France, le dimensionnement actuel des ouvrages repose sur une estimation de la pression potentielle exercée par l'écoulement basée sur l'énergie cinétique volumique [35]. Notre

étude montre que cette démarche est insuffisante et qu'elle nécessite de tenir compte d'un terme correctif que nous avons justifié scientifiquement.

3.2.2/ Mesures non structurelles

L'étude que nous avons réalisée sur la pression dynamique a montré que la pression dynamique exercée sur l'obstacle est du même ordre de grandeur quelle que soit la dynamique de l'écoulement. Nous avons déduit de cette observation que la dynamique de l'écoulement n'est pas suffisante, en particulier lorsqu'elle est faible, pour estimer à elle seule la pression dynamique exercée sur l'obstacle. Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.2.1 du présent chapitre, le guide méthodologique sur les phénomènes torrentiels préconise de retenir un niveau d'intensité fort dès lors qu'une parcelle est atteinte par une lave torrentielle. Cette classification induit que dans la zone d'arrêt, le potentiel destructeur d'une lave est considéré comme très élevé. Cette classification est donc tout à fait pertinente au regard des résultats que nous avons obtenus sur la pression. En ne se basant pas que sur la dynamique de l'écoulement, cette démarche conduit à un zonage réaliste quand à l'impact potentiel d'une éventuelle lave torrentielle. A titre de comparaison, nous avons vu que le guide méthodologique sur les avalanches propose un niveau supplémentaire qualifié de moyen pour décrire l'intensité. Ce niveau supplémentaire repose sur un critère basé sur la pression potentielle exercée par l'écoulement calculée en se référant à l'énergie cinétique volumique. Dans la section 3.2 du chapitre 1, nous avons mentionné que les résultats de notre étude sont applicables dans leurs grandes lignes aux avalanches. Par conséquent, au regard des résultats que nous avons obtenus, nous pouvons suggérer qu'un critère de classification basé sur la pression potentielle exercée par une avalanche calculée en se référant à l'énergie cinétique volumique n'est pas toujours suffisant, notamment dans la zone d'arrêt.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Cojean, R. 1994. Roles of water as a triggering factor for landslides and debris flows. International Workshop on Floods and Inundations related to Large Earth Movements, Trent, Italy. A13.1-A13.19.
- [2] Cojean, R. Staub, I. 1998. Mécanismes d'initiation des laves torrentielles dans les Alpes françaises. 8° Congrès de l'AIGI, Vancouver, 21-25 septembre 1998.
- [3] Cojean, R. Genevois, R. 1999. Debris flow triggering. Technical Report in « Debris flow risk », EU. Contract ENV4CT960253.
- [4] Eynaudi, J.B. Siffointe, R. 2006. Mouvements de terrains d'ampleur. Nature et Patrimoine en Pays de Savoie. Edité par l'Association Arve Léman Savoie Nature.
- [5] Fiorillo, F. Guadagno, F. Aquino, S. De Blasio, A. 2001. The December 1999 Cervinara landslides: further debris flows in the pyroclastic deposits of Campania (southern Italy). Bulletin of Engineering Geology and the Environment, Volume 60, Number 3, Pages 171–184.
- [6] Coussot, P. 1996. Vidéos sur des torrents de Maurienne. Les laves torrentielles. Vidéothèque Cemagref.
- [7] Armines. 2002. Risques naturels et montagne : Mouvements de terrain et risques hydrologiques associés et induits. Evaluation des méthodes et moyens de prévention et analyse de retours d'investissement. Projet réalisé avec la contribution de la fondation MAIF.
- [8] Cemagref, RTM. 1988. Les bassins versants de Draix : Etude et mesure de l'érosion. Notes de présentation et de synthèse.
- [9] Daido, A. 1971. On the occurrence of mud-debris flow. Disaster Prevention Research Institute Bulletin, Kyoto University. 21, 135-169.
- [10] Juan, Li. Defu, Luo. 1981. The formation and characteristics of mudflow and flood in the mountains area of the Dachao River and its prevention. Zeit. fur Geomorphologie 25, 470–484.
- [11] Niyazov, B.S. Degovets, A.S. 1975. Estimation of the parameters of catastrophic mudflows in the basins of the lesser and greater Almatinka Rivers. Sov.Hydrol, 2, 75-80.
- [12] Takahashi, T. 1978. Mechanical characteristics of debris flow. Journal of the Hydraulics Division. 104 (HY8), 1153-1169.
- [13] O'Brien, J.S. Julien, P.Y. 1988. Laboratory analysis of mudflows properties. Journal of Hydraulic Engineering, Vol.114, (8), 877-887.
- [14] O'Brien, J.S. 1988. Physical process, rheology and modelling of mud flow. Philosophical Dissertation, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, U.S.

- [15] Phillips, C.J. Davies, T.R.H. 1989. Debris flow material rheology – Direct measurement. Proceedings of International symposium on Erosion and Volcanic Debris Flow Technology. *Geomorphology*, 4, 101-110.
- [16] Bagnold, R.A. 1954. Experimentation on a gravity-free dispersion of a large solid spheres on a Newtonian fluid under shear. Proceedings of the Royal Society, A225.
- [17] Granquist, W.T. 1959. Flow properties of dilute montmorillonite dispersions. *Clays and clay Minerals*, Proceedings of the National Conference on Clays and Clay Minerals, Sixth Conference, National Academy of Science, National Research Council publication. 207-219.
- [18] Mewis, J. Spaul, A.J.B. 1976. Rheology of concentrated dispersions. *Advances in Colloid and Interface Science*, 6, 173-200.
- [19] Major, J.J. Pierson, T.C. 1992. Debris flow rheology: experimental analysis of fine-grained slurries. *Water Resources Research*, 28, N°3, 841-857.
- [20] Phillips, C.J. Davies, T.R.H. 1991. Determining rheological parameters of debris flow material. *Geomorphology*, 4(2), 101-110.
- [21] Coussot, P. 1992. Rhéologie des boues et laves torrentielles. Etude de dispersions et suspensions concentrées. Ph. D, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- [22] Laigle, D. Coussot, P. 1997. Numerical simulation of mudflows. *Journal of Hydraulic Engineering*. Vol.123, (7), 617-623.
- [23] Lachamp, P. 2003. Modélisation numérique de l'effet d'un obstacle sur les écoulements de fluides à seuil par la méthode SPH. Ph. D, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- [24] Coussot, P. Piau, J.M. 1992. L'écoulement des boues. *La recherche*, 24, N°259, 1084-1091.
- [25] Coussot, P. Laigle, D. 1994. Etudes des laves torrentielles sur modèles réduit en similitude des phénomènes naturels. *La Houille Blanche*, Vol.49, N°3, 44-49.
- [26] Coussot, P. 1993. Steady, laminar, flow of concentrated mud suspensions in open channel. *Journal of Hydraulic Research*, Vol.32, (4), 335-559.
- [27] Bossan, E. Krage, J.-U. Tiberghien, G. 1993. Hydraulique des laves torrentielles. Expériences d'écoulement à surface libre en canal ouvert. Projet de fin d'études de l'ENSHMG, Grenoble.
- [28] Howard, C.D.D. 1963. Flow of clay-water suspension. *Journal of the Hydraulic Division*. Proceedings of the American society of Civil Engineers. HY5, 89-97.
- [29] Ward, T.J. O'Brien, J.S, 1980. Flume mechanics of mud flow. Completion report to National Science Foundation Research Initiation. CER80-81TJW-JSO2, Fort Collins, Colorado, U.S.A.

- [30] Naik, B. 1983. Mechanics of mudflow treated as the flow of a Bingham fluid. Ph. D, Washington State University, U.S.A.
- [31] Roberts, P. Barnes, A. 2001. New measurements of the flow-curves for Carbopol dispersions without slip artefacts. *Rheol Acat*, 40(5), 499-503.
- [32] Da Cruz, F. Chevoir, F. Bonn, D. Coussot, P. 2002. Viscosity bifurcation in granular materials, foams, and emulsions. *Physical Review E* 66(5), 051305(7)
- [33] Da Cruz, F. Chevoir, F. 2002. Viscosity bifurcation in granular materials, foams, and emulsions. *Physical review*, E 66.
- [34] Coussot, P. Ancey, C. 1999. *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. Edition EDP sciences.
- [35] Coussot, P. 1996. Les laves torrentielles à l'usage du praticien. Collection Etudes du Cemagref, Série Equipements pour l'Eau et l'Environnement, N°23.
- [36] Armanini, A. Scotton, P. 1993. On the dynamic impact of a debris flow on structures. *Proceedings of the XXV IAHR Congress, Tokyo (Tech. Sess. B, III)*. 203-210.
- [37] Yu, F.C. 1992. A study on the impact force of debris-flow. *Proceedings of the national science council, Part A. Physical Science and Engineering, Taipei, Taiwan, Vol 16, N°1*.32-39.
- [38] Kaitna, R. Proske, D. König, U. Hübl, J. Holzinger, G. 2006. On design impact forces for torrential barrier structures. *Notes communiquées*.
- [39] Pazwash, H. Robertson, J. M. 1975. Forces on bodies in Bingham fluids. *Journal of Hydraulic Research*, Vol.13, (1), 35-55.
- [40] Zanuttigh, B. Lamberti, A. 2006. Experimental analysis of impact of dry avalanches on structures and implication for debris flows. *Journal of Hydraulic research*, Vol.44, (4), 522-534.
- [41] Hübl, J. Jäger, G. 2004. Real scale debris flow experiments at Gaschiera/ Austria. *Geophysical Research Abstracts*, Vol.6, 05884. European Geosciences Union, Nice, France.
- [42] *Techniques de l'ingénieur*. 2007. Fluides non-newtoniens par Piau, J.M. AFP 4, A710.
- [43] Hutter, K. 1996. *Avalanche dynamics Chap.11. Hydrology of disasters*. V.P Singh, Kluwer Academic Publ.
- [44] Dent, J.D. Lang, T.E. 1983. A biviscous modified Bingham model of snow avalanche motion. *Annals of Glaciology*, N°4.
- [45] Nishimura, K. Maeno, N. 1989. Contribution of viscous forces to avalanche dynamics. *Annals of Glaciology*, N°13.

- [46] Rickenmann, D. 1995. Beurteilung von Murgängen. Schweizer Ingenieur und Architekt, N°48. 1104-1108.
- [47] Huerre, P. 1998. Mécanique des fluides 1998. Edition de l'Ecole Polytechnique.
- [48] Pignon, F. Magnin, A. Piau, J.M. 1996. Thixotropic colloidal suspensions and flow curves with minimum. Identification of flow regimes and rheometric consequences. Journal of rheology, Vol.40, (4), 573-587.
- [49] Noveon. 1998. Neutralizing Carbopol and Pemulen polymers in aqueous and hydroalcoholic systems. TDS-237. Note disponible sur www.personalcare.noveon.com.
- [50] Piau, J.M. 2007. Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges. Meso-and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws. J. Non-Newtonian Fluid Mech. 144(1), 1-29.
- [51] Tiberghien, D. 2004. Etude expérimentale de l'interaction d'écoulement à surface libre de fluide complexe avec un obstacle. Rapport de DEA, Université Joseph Fourier.
- [52] Fresno, M.J.C. Ramirez, A.D. Jimenez, M.M. 2002. Systematic study of the flow behaviour and mechanical properties of Carbopol Ultrez 10 hydroalcoholic gels. European Journal of Pharmaceutics. 54(3), 329-335.
- [53] Noveon. 1998. Carbopol ETD 2020 for personal care application. TDS-187. Note disponible sur www.personalcare.noveon.com.
- [54] Oppong, F.K. Rubatat, L. Frisken, B.J. Bailey, A.E. De Bruyn, J.R. 2006. Microrheology and structure of a yield-stress polymer gel. Physical Review E 73(4), 041405.
- [55] Magnin, A. Piau, J. M. 1990. Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. study of an aqueous gel. J. Non-Newtonian Fluid Mech. 36, 85-108.
- [56] Ketz, R.J. Prud'homme, R.K. Graessly, W.W. 1988. Rheology of concentrated micro-gel solutions. Rheol. Acta 27(5), 531-539.
- [57] Noveon. 1995. Carbopol Ultrez 10 polymer for personal care Application. TDS-225. Note disponible sur www.personalcare.noveon.com.
- [58] Coussot, P. 2005. Rheometry of pastes, suspensions, and granular materials. Wiley-interscience. A John Wiley and sons, inc., Publication.
- [59] Coussot, P. Nguyen, Q.D. Huynh, H.T. Bonn, D. 2002. Avalanche behaviour in yield stress fluids. Physical Review Letters, Vol.88(17), 175501.
- [60] Léger, L. Raphaël, E. Herve, H. 1999. Surface anchored polymer chains: their role in adhesion and friction. Advances in Polymer Science, 138, 185-225.
- [61] Brochard, F. De Gennes, P.G. 1992. Shear-dependent slippage at a polymer/ solid interface. Langmuir, 8, 3033-3037.

- [62] Adrian, R.J. 2004. Twenty years of particle image velocimetry. 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, July 12-15.
- [63] Fayolle, J. 1996. Etude d'algorithmes de traitement d'images pour l'analyse du mouvement d'objets déformables. Application à la mesure de vitesses d'écoulement. Ph. D, Université de Saint Etienne.
- [64] Ducottet, C. Faurnel, T. Courbon, M. Moine, M. Schon, J. 2002. Logiciel WIMA, technical report. Laboratoire TSI de l'Université Jean-Monnet de Saint-Etienne.
- [65] NF ENV 13005. Août 1999. Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure.
- [66] Chen, C.L. 1988. General solutions for viscoplastic debris flow, Journal of Hydraulic Engineering, Vol.114, 259-282.
- [67] Zanuttigh, B. 2001. Debris flow waves in natural channels. Th. D, Université de Bologne.
- [68] Mansour, B. 1996. Ecoulements des fluides à seuil aux travers des singularités convergentes et divergentes. Th. D, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [69] Guyon, E. Hulin, J.P. Petit, L. 1991. Hydrodynamique physique. Savoirs Actuels, InterEditions/ Edition du CNRS.
- [70] Comolet, R. 1982. Mécanique expérimentale des fluides. Tome II. Dynamique des fluides réels. Edition Masson. Paris.
- [71] Auge, A. Marco, O. 1995. Dynamique des avalanches, Etat des connaissances actuelles sur l'interaction écoulement-obstacle. Rapport interne Cemagref de Grenoble.
- [72] Chehata, D. Zenit, R. Wassgren, C.R. 2003. Dense granular flow around an immersed cylinder. Physics of Fluids, Vol.15, (6), 1622–1631.
- [73] Faug, T. 2004. Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre. Ph. D, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- [74] Ancey, C. 2006. Dynamique des avalanches. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes et Cemagref.
- [75] Idel'cik, I.E. 1986. Mémento des pertes de charges - Coefficients de pertes de charge singulières et de perte de charge par frottement. Traduction du russe par M. Meury, 473 p.
- [76] Suda, J. Strauss, A. Rudolf-Miklau, F. Hübl, J. 2007. Safety assessment of barrier structures. Structure and infrastructure engineering. Taylor & Francis, in press.
- [77] Jokob, M. Hungr, O. 2005. Debris-flow hazard and related phenomena. Praxis Publishing Ltd, Chichester.

Annexe

Tableau récapitulatif des expériences mentionnées

Froude	Pente [°]	Hauteur écoulement [cm]	Vitesse écoulement [cm/s]	Hauteur obstacle [cm]	Pression totale max [Pa]	Pression statique max [Pa]	Pression dynamique max [Pa]	C _r	t ₀ [s]	Lo [cm]	Géométrie zone morte
0.90	6.5	2.90	48.07	3.45	850	338	512	4.43	2.11		
0.94	7.0	2.82	49.47	3.45	992	338	654	5.34	1.39		
1.05	8.0	2.64	53.33	3.04	854	298	556	3.91	1.13		
1.23	9.5	2.42	60.00	3.04	936	298	638	3.54	0.95		
1.74	10.5	2.49	85.96	3.04	1014	298	716	1.94	0.15		
1.85	11.3	2.43	90.18	3.04	1323	596	727	1.79	0.15		
0.62	4.5	3.54	36.49	4.09	1043	401	642	9.64	2.61		
0.56	4.0	3.59	33.33	4.09	1122	401	721	12.97	2.79		
0.74	5.5	3.23	41.40	3.80	1110	373	737	8.60	1.55		
1.51	9.7	2.48	74.39	3.04	860	298	562	2.03	2.79		
1.63	10.0	2.47	80.00	3.04	953	298	655	2.05	1.55		
0.91	5.9	3.04	49.73	3.50	903	344	559	4.52			
0.81	6.0	3.00	43.88	3.51	846	344	502	5.22			oui
0.93	7.0	2.80	48.75	3.29	850	323	527	4.43			oui
0.69	5.0	3.39	39.65	4.09	1000	401	599	7.62			
0.73	5.5	3.19	41.05	3.95	1257	387	870	10.32			
0.53	4.5	3.10	29.00	3.60							
0.72	5.0	3.19	41.79	3.70							
1.15	9.0	2.39	55.30	2.60							
0.60	4.8	3.60	35.59	4.25							oui
0.66	5.1	3.35	38.00	3.90							oui
0.72	5.5	3.19	39.98	3.70							oui
0.86	7.0	2.89	45.83	3.29							oui
1.40	10.0	2.20	64.17	2.80							oui
0.65	8.0	2.36	31.20	3.00						42.00	
0.65	8.0	2.36	31.20	4.00						54.40	
0.65	8.0	2.36	31.20	5.00						74.60	
1.10	8.0	2.50	55.00	5.00						80.00	
0.64	5.7	2.85	33.80	5.00						93.80	
0.64	5.7	2.85	33.80	3.00						47.50	
0.28	4.6	2.85	14.80	3.00						90.00	
0.28	4.6	2.85	14.80	4.00						108.20	
0.28	4.6	2.85	14.80	5.00						126.10	
0.32	6.8	2.38	15.30	3.00						95.00	
0.32	6.8	2.38	15.30	4.00						82.50	
0.32	6.8	2.38	15.30	5.00						85.00	
0.27	5.1	2.93	14.50	3.00						100.20	
0.27	5.1	2.93	14.50	4.00						110.70	
0.27	5.1	2.93	14.50	5.00						127.10	
0.21	5.1	2.29	10.00	2.00						54.00	
0.21	5.1	2.29	10.00	3.00						94.30	
0.21	5.1	2.29	10.00	4.00						73.30	
0.21	5.1	2.29	10.00	5.00						110.50	
0.36	5.1	2.65	18.30	3.00						102.70	
0.36	5.1	2.65	18.30	4.00						118.00	
0.36	5.1	2.65	18.30	5.00						121.40	

$\tau_c = 4.9 Pa \quad \kappa = 3.6 Pa \cdot s^n \quad n = 0.42$

$\tau_c = 5.3 Pa \quad \kappa = 5.2 Pa \cdot s^n \quad n = 0.42$

**Article présenté lors de la 4^{ème} conférence « Debris-Flow
Hazard Mitigation: Mechanics, Prediction and
Assessment » qui s'est tenue à Chengdu, Chine, du 10 au
13 septembre 2007.**

Experimental investigations of interaction between mudflow and an obstacle

D. Tiberghien, D. Laigle, M. Naaim, E. Thibert & F. Ousset

Snow avalanche and torrent control research unit, Cemagref, BP 76, F-38402 Saint Martin d'Hères Cedex, France.

Keywords: mudflow, flow–structure interaction, impact regimes, pressure, Froude number

ABSTRACT: The present study aimed at determining local values of the mudflow velocity and pressure in the vicinity of a structure subjected to a mudflow impact, as well as the changes in these variables over time, for a given incident mudflow characterized by its Froude number. Experiments were set up to run free-surface unsteady mudflows in a laboratory flume where a simple barrier had been installed. The model fluid was a Carbopol® solution, which behaves as a yield-stress fluid. As this fluid is transparent, particle image velocimetry (PIV) techniques were applied to measure the local velocities inside the simulated mudflow. Additionally, the pressure applied to the structure by the mudflow impact was measured by a pressure sensor installed inside the obstacle body. This experimental study has demonstrated the existence of two distinct impact regimes associated with subcritical and supercritical incident mudflows, respectively, which present either a gentle increase in pressure (subcritical mudflow) or a jet flow and a sharp increase followed by a sharp decrease in pressure (supercritical mudflow). In the subcritical mudflow case, the dead zone with immobile fluid, which forms upstream of the obstacle, seems to play an important role in the transmission of stresses to the structure. The study of the dynamic pressure also indicated a substantial increase in the drag coefficient for low Froude number values.

1 INTRODUCTION

The understanding and quantification of mud and debris flow–structure interactions, in terms of the characteristics of the flow around the obstacle and the impact force applied to the obstacle, are of paramount importance in the conception and design of structural countermeasures. However, to date, only a limited number of studies have been conducted on this subject; consequently, the design of check-dams and other structural measures against debris flows remains essentially empirical and depends in large part upon the several decades of experience accumulated by field engineers. The resistance of a structure subjected to a dynamic impact depends not only on the maximum pressure applied but also on the changes over time and distribution in space of pressure in the vicinity of the structure. However, to date, the incident mud or debris flow can generally be characterized only by the variation of its global variables, such as the flow depth and mean velocity, with time and spatial resolutions that are not precise enough for computing the response of the structure to the impact force. To improve such shortcomings in characterizing the interaction

between the incident mudflow and the structure, the present study aimed to determine the local values of the flow velocity and the pressure in the vicinity of a structure as well as their evolution over time for a given incident flow characterized by its Froude number.

In this study, we consider mudflows mainly under the assumption of a Herschel-Bulkley constitutive law (Coussot 1992, Pierson 2005), using the similarity criteria associated with this type of fluid material (Coussot 1994). On the other hand, in reference to field observations, we concentrate on the most frequently observed range of Froude number values varying between 0.5 and 1.5. Experiments were set up to run free-surface unsteady mudflows in a laboratory flume where a simple barrier was installed. The model fluid was a Carbopol® solution. For given mass concentration values, this polymer–water mixture behaves as a yield-stress fluid. As this fluid is transparent, particle image velocimetry (PIV) techniques can be implemented. Additionally, the pressure applied to the structure by the mudflow impact was measured by a small pressure cell installed on the upstream side of the obstacle. Changes in pressure measured over time in the vicinity of the structure versus several incident mudflows with the Froude number values lower or higher than 1 are presented and related. We pay particular attention to the impact regimes and changes in dynamic pressure versus the Froude number.

2 EXPERIMENTAL SET-UP AND VALIDATION

2.1 *Experimental set-up*

2.1.1 *Model fluid*

Carbopol® (Noveon 2007) is a family of high-density polymers which has been widely used as a thickening and gelling agent in aqueous products in the home-care and pharmaceutical industry. At low concentrations, a few percent in mass, the Carbopol® solution follows the Herschel-Bulkley constitutive law (Roberts & Barnes 2001) with rheological parameter values compatible with the similarity criteria attached to the physical simulation of mudflows at the laboratory scale (Coussot 1994). The major advantage of Carbopol solutions is the transparency of the fluid, which makes it possible to use PIV to study a flow's internal properties. For the present study, Carbopol ETD 2623 was used. Rheological tests, not presented here, were conducted to confirm that this type of Carbopol solution follows a Herschel-Bulkley constitutive law and to determine associated rheological parameter values.

2.1.2 *Experimental flume*

The main experimental device (Fig. 1) consists of a Plexiglas flume, 5.0 m long and 0.3 m wide. Its steepness is adjustable between 0 and 10 degrees. Initially stored in an upper tank, the fluid is released in the flume upstream of a sluice gate. The partial opening of this sluice gate generates a transitory flow propagating downstream in the flume. An overflow system located between the upper tank and the sluice gate helps maintain a constant flow depth. Consequently, after the sluice gate opens and generates a flow front propagation, a permanent flow with almost constant discharge is established and lasts until the upper tank is empty. A simple rectangular obstacle, located 3 m downstream from the sluice gate, totally obstructs the flume width. It is 2 cm thick and its height varies from one experiment to another within the range 2 to 6 cm.

2.1.3 *PIV equipment*

The PIV technique can measure velocities on a two-dimensional surface inside the flow. A laser is used to illuminate the flow in a vertical plane parallel to the flume's lateral walls and centrally located just upstream of the obstacle. Small (80- μm) polyamide particles, which do not influence the flow, are added, and a high-speed video camera is used to take images of the particles inside the

laser slice. Studying particle movement, which compares successive images, makes it possible to compute the flow velocity field. Boundary effects, due to the presence of lateral walls, were assumed to be only negligible in the center part of the flume, which was wide enough (Cousot 1994) to avoid this type of problem. The experimental device consisted of a 4-W laser connected to a lens system by an optical fiber, and a 300-fps video camera. Because of its high viscosity, the Carbopol® solution tends to trap air bubbles. The laser light is highly reflected in these bubbles, leading to light saturation of some parts of the images. In those areas, video acquisition was disturbed and velocities could not be measured (Kostas et al. 1998). Moreover, side wall effects cannot be neglected in the vicinity of lateral walls, where the flow front is not straight but curved. This leads to refraction phenomena that hinder measurements at the very first instant of impact.

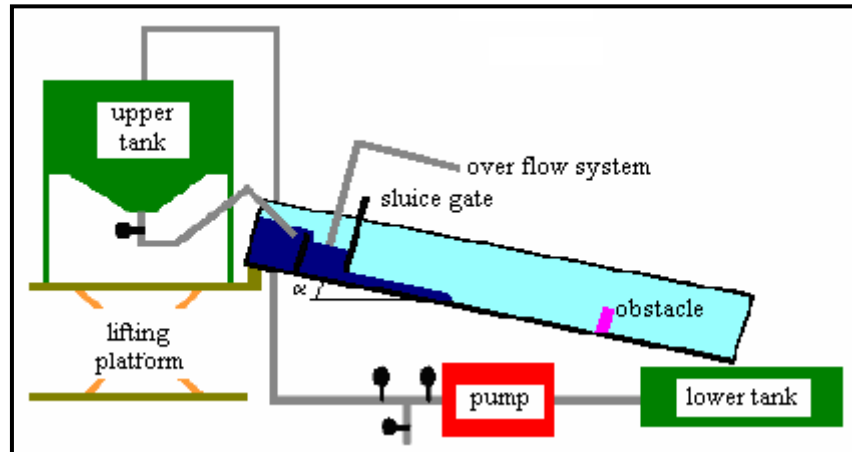


Figure 1. Experimental flume.

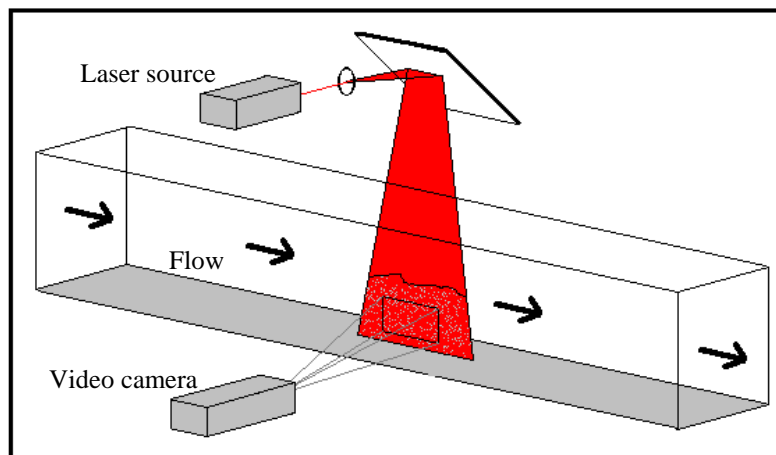


Figure 2. PIV equipment.

2.1.4 Pressure sensor

A pressure sensor facing the flow was installed on the obstacle body in a central position (Fig. 3). Its vertical position, as well as the height of the obstacle, can be adjusted using shims. This sensor consists of a bar 10 cm wide and 1 cm high mounted on two load cells. Each of these cells has a measurement range of 2 Newton. Because of the small pressure values developed by the flows studied, a smaller bar could not be used with the present technology. The cells were connected to a 30-kHz data acquisition device. The pressure was estimated with an overall precision of 200 Pa.

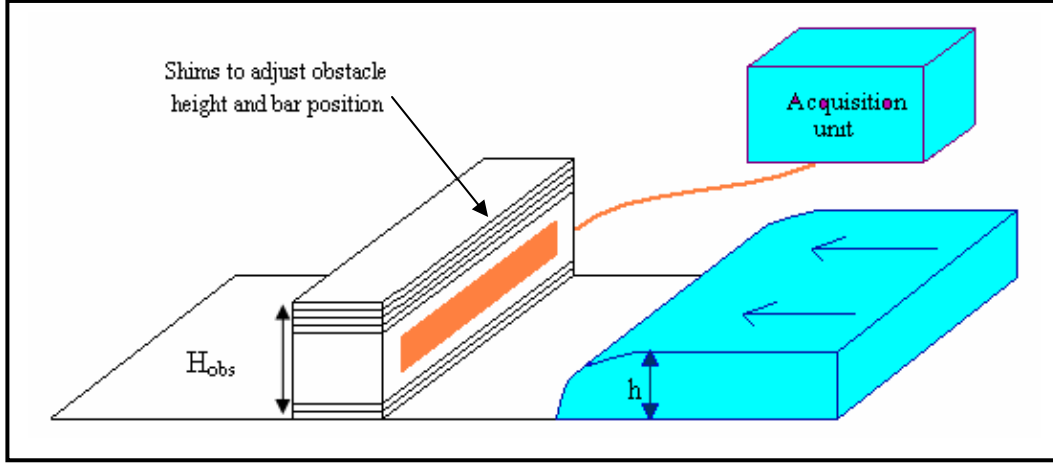


Figure 3. Pressure sensor inside the obstacle body.

2.2 Experimental procedure validation

2.2.1 PIV validation

To validate the use of the PIV technique, experimental and theoretical velocity profiles were compared in a steady flow regime. For a Herschel-Bulkley fluid on an infinitely wide plane, the velocity profile is given by the following expression (Chen 1988a, Chen 1988b, De Kee et al. 1990, Zanuttigh 2001):

$$\begin{aligned}
 u_1(y) &= \frac{n}{n+1} \times (\alpha \times y_0^{n+1})^{\frac{1}{n}} \times \left[1 - \left(1 - \frac{y}{y_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \text{ for } y \in [0, y_0] \\
 u_2(y) &= \frac{n}{n+1} (\alpha \times y_0^{n+1})^{\frac{1}{n}} \text{ for } y \in [y_0, h]
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\text{in which: } \alpha = \frac{\rho g \sin \theta}{K} \text{ and } y_0 = h - \frac{\tau_c}{\rho g \sin \theta}$$

where h = flow depth, θ = slope angle, τ_c , K , n = rheological parameters of the Herschel-Bulkley model whose expression in simple shear conditions is given by:

$$\frac{du}{dy} = 0 \text{ if } \tau < \tau_c \text{ and } \tau = \tau_c + K \left(\frac{du}{dy} \right)^n \text{ if } \tau > \tau_c \tag{2}$$

Rheological parameters – τ_c , K and n – were estimated with a Bohlin C-VOR rheometer equipped with a plane/plane geometry. Considering rheometric uncertainties, one can consider the rheological parameter values are estimated with a relative error of approximately $\pm 15\%$. The experimental velocity profile was measured at the center of the flume. Figure 4 presents the experimental and theoretical velocity profiles. It should be noted that a moderate uncertainty in the estimation of rheological parameters generates a large uncertainty in velocity estimation. The experimental velocity profile is consistent with the theoretical one when taking this uncertainty into account, thus validating the PIV approach for that case. However, it should also be noted that the theoretical approach systematically overestimates velocities compared to the experimental approach. This is probably caused by some moderate slip artifact in the rheometric measurements, which leads to slightly underestimating rheological parameters and thus overestimating theoretical velocities.

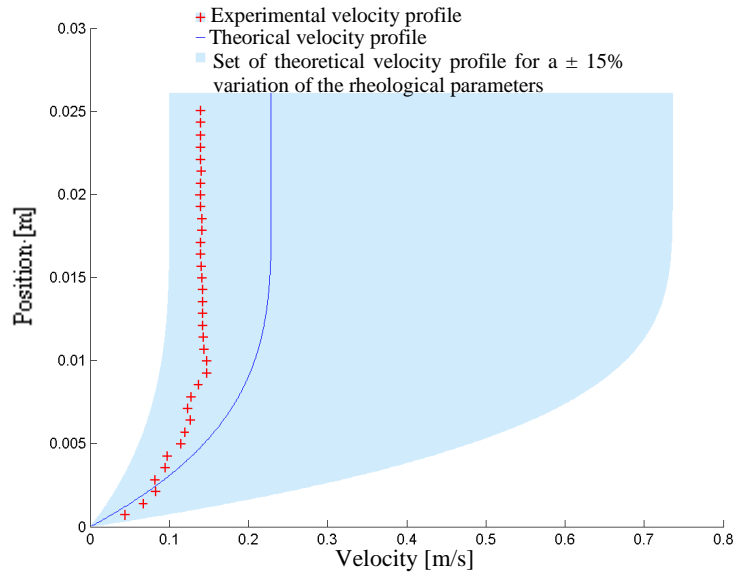


Figure 4 Experimental and theoretical velocity profiles with $\tau_c = 9.6$ Pa; $K = 6.65$ USI; $n = 0.415$; $\alpha = 9^\circ$; $h = 0.0261$ m

2.2.2 Pressure sensor validation

The pressure sensor was first calibrated in static conditions using known loads in order to verify the load cell manufacturer's information and control the absence of friction between the bar and the obstacle body. No dynamic calibration was carried out. However, a frequency analysis was done to ensure that the pressure sensor was not stressed at its resonant frequency. For our application, no resonance phenomenon was suspected because the first harmonic of the sensor (approximately 1000 Hz) was much higher than the interaction phenomenon frequency (approximately 1–10 Hz). Consequently, no artificial amplification was suspected and sensor measurements could be used without specific signal processing.

2.3 Experimental procedure

For the present study, several flows were generated in the flume. Each of these flows was characterized by a reference Froude number (Fr) and an obstacle aspect number (N_{obs}).

The reference Froude number is given by:

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{g \cdot h}} \quad (3)$$

V = front velocity just before the impact, h = height of the steady flow

The incident flow Froude number depends on the height of the material upstream of the sluice gate and on the slope. To generate flows with different Froude numbers, we adjusted the slope and/or the height of material upstream of the sluice gate by modifying the position of the overflow barrier (Fig. 1). Two slopes were investigated: 7° and 9° , each with two different heights of material above the sluice gate. The steady flow height was measured on a reference flow with no obstacle present.

The obstacle aspect number is given by:

$$N_{obs} = \frac{h}{H_{obs}} \quad (4)$$

Where: H_{obs} = obstacle height, h = maximum incident flow height

For the present study, N_{obs} was kept constant and equal to 0.86. Consequently, the obstacle height was systematically adjusted relative to the reference flow height using shims. For each experiment, the Carbopol® volume was sufficient to generate some flow over the obstacle. The acquisition time was too short to observe the flow stop. Indeed, the characteristics of the 300-fps video camera used limited the maximum acquisition time to 6 s. The mass concentration of the Carbopol® suspension was 0.15%. Rheological parameter values were $\tau_c = 9.6$ Pa; $K = 6.65$ Pa.sⁿ; $n = 0.415$. We particularly studied:

- How the velocity field and the dead zone (zone with velocity equal to zero) formed upstream of the obstacle
- How the free surface evolved upstream of the obstacle. With this measurement, we were also able to determine the changes in hydrostatic pressure and relate this to the pressure sensor measurements.
- How the pressure developed on the specific area of the obstacle where the sensor was installed (the position of this sensor can be modified from one experiment to another).

3 EXPERIMENTAL RESULTS

3.1 Flow upstream of obstacle

The main goal here was to study the modification of the incident flow by the obstacle in relation with its reference Froude number. We concentrate on the upstream vicinity of the obstacle with particular focus on the dead zone formation. This dead zone is characterized by a total absence of mobility of the fluid due to the existence of a yield stress. In fact, upstream of the obstacle, after the first impact, the shear rate at the bottom of the obstacle rapidly diminishes so that the fluid is trapped. We distinguish here two main flow conditions: subcritical incident flow with a reference Froude number lower than 1 and a supercritical incident flow with the Froude number higher than 1. Figure 5 summarizes the main features of results presented hereafter.

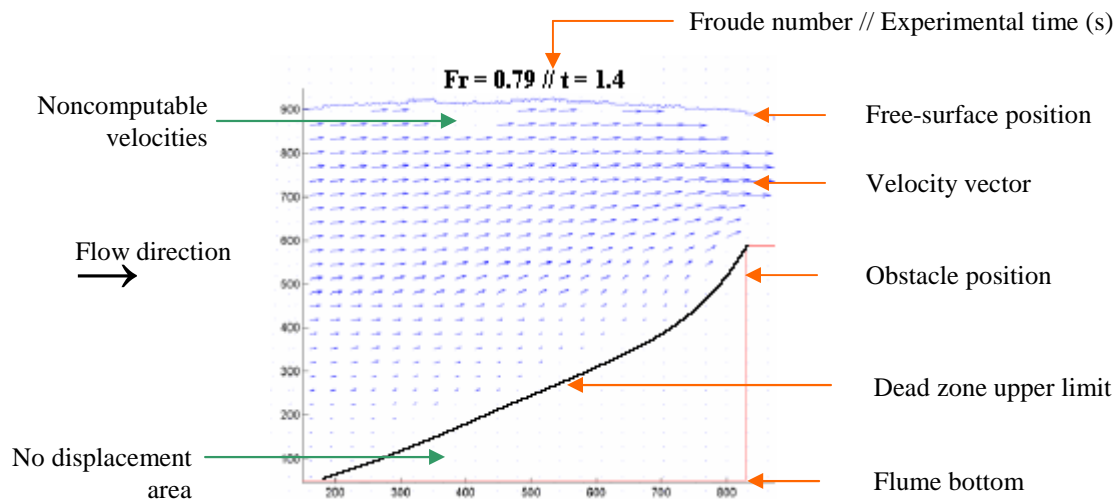


Figure 5. Flow upstream of the obstacle. Axes in pixels: 1 pixel = 0.007 cm. Origin of the time scale: first contact of the flow to the obstacle.

3.1.1 Subcritical flow

Figure 6 presents successive images of the flow–structure interaction taken upstream of the obstacle for a reference Froude number = 0.79. After the first contact of the flow to the obstacle, the fluid is progressively impounded upstream of the structure (B, C, D). The position of the free

surface moves upward and as soon as it reaches the obstacle crest, some overflow occurs (E). Nevertheless, the flow depth continues growing (F, G) and stabilizes only when the steady regime is reached (H). In the meantime, the fluid stored upstream of the obstacle forms a dead zone at the bottom of the structure that progressively extends in both upstream and vertical directions. Mechanically speaking, this dead zone behaves like a springboard for the incident flow as described by Zanuttigh & Lamberti (2006). When this springboard effect occurs, the incident flow is progressively deflected but without substantial modification of the velocity field.

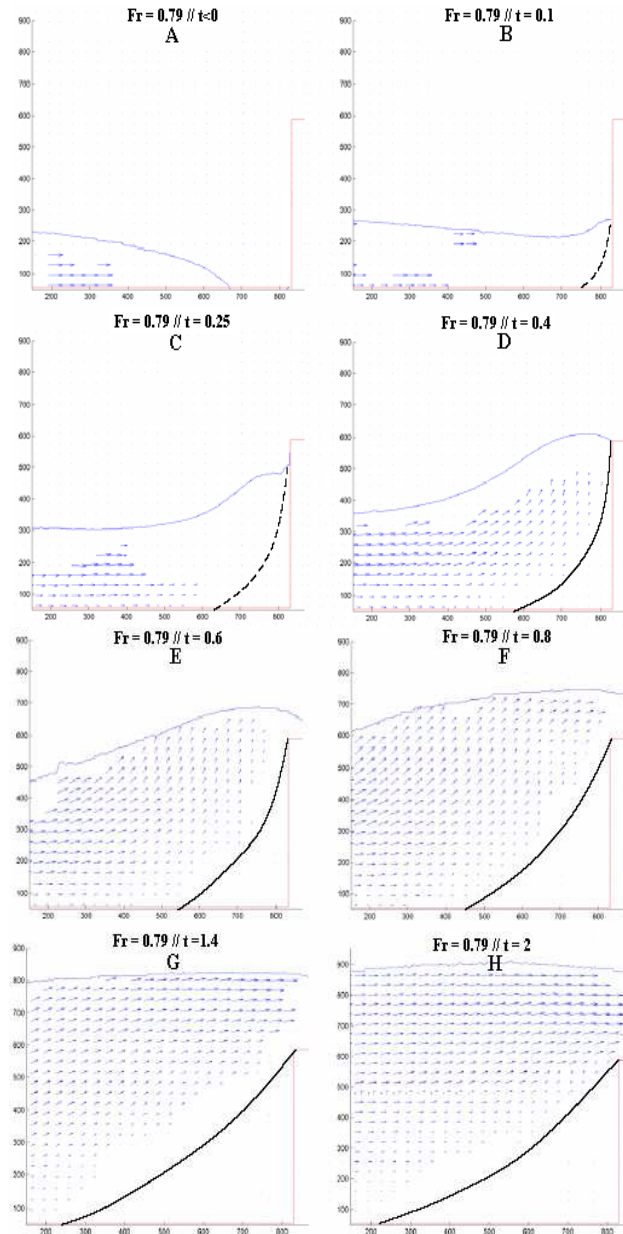


Figure 6. Flow upstream of the obstacle with reference Froude number = 0.79. Axis coordinates in pixels: 1 pixel = 0.007 cm, t is time (s)

3.1.2 Supercritical flow

Figure 7 presents successive images of the flow–structure interaction upstream of the obstacle for a reference Froude number = 1.35. Very quickly after the impact, some overflow over the obstacle occurs (A). In fact, the impact is characterized by a jet with velocities that can be vertical for higher values of the Froude number (B). The velocity field is rapidly modified. At the bottom of the obstacle, a small dead zone forms. The jet progressively vanishes as the flow depth upstream of the obstacle increases and the dead zone develops (C, D, E) until steady flow is reached (F). The ultimate extent of the dead zone, however, remains smaller than in the case of subcritical flow.

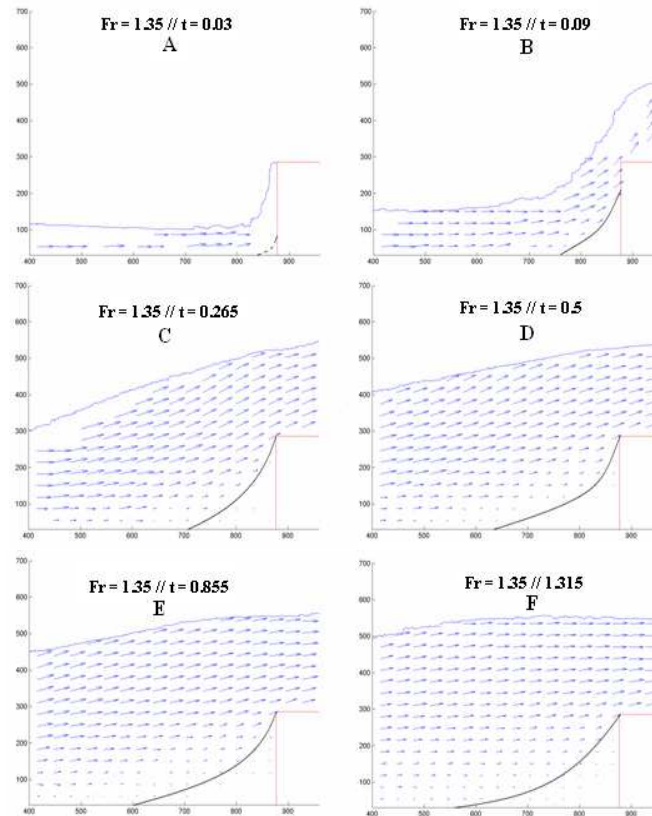


Figure 7. Flow upstream of the obstacle with reference Froude number = 1.35. Axes in pixels: 1 pixel = 0.009 cm, t is time (s).

3.1.3 Impact regimes

Two impact regimes depending upon the Froude number of the incident flow are apparent in these experiments. These results are comparable with previous work by Armani & Scotton (1992). For subcritical flows, shortly after the impact, a large quantity of fluid is impounded upstream of the obstacle and the evolution of the free surface position takes the form of a wave that propagates upstream. For supercritical flows, shortly after the impact, the flow is completely diverted, forming a near-vertical jet. For subcritical flows, a springboard effect occurs shortly after the impact. In terms of velocity field modification just after the impact, this subcritical regime seems to be characterized by high fluid storage but low energy dissipation. The influence of rheological parameter values has not been investigated yet, but we suspect it will prove to be important when considering the subcritical impact regime. For supercritical flows, the springboard effect is not dominant. It even seems to be negligible for higher values of the Froude number. In terms of velocity field modification just after the impact, the supercritical regime seems to be characterized

by low fluid storage but high energy dissipation. The influence of rheological parameters seems less crucial for this regime, while inertial effects are probably dominant.

3.2 Pressure applied to the obstacle

The evidence of two different impact regimes also suggests different mechanisms of pressure transmission to the obstacle during impact. It follows that the estimation of dynamic pressures applied to the obstacle probably requires taking into account the impact regime and not only the incident velocity and the obstacle shape. To clarify this point, we analyze here the dynamic pressure values over time by subtracting the hydrostatic pressure (calculated on the basis of the flow depth measured immediately upstream of the obstacle) from the pressure measured by the sensor. Once again, two main flow conditions are distinguished: subcritical incident flow and supercritical incident flow. The experimental flows are those presented in the previous paragraphs.

3.2.1 Subcritical incident flow

As shown in Fig. 8a, for subcritical flows, dynamic pressure increases relatively slowly with time until the pressure finally reaches a maximum value that corresponds to the establishment of a steady regime. The typical duration of this increase is approximately 1 s. The maximum value also corresponds to an established dead zone. This suggests that the dead zone is important in the pressure transmission mechanisms. Once the steady regime, characterized by a constant field velocity around the obstacle, is established, the dynamic pressure is constant and equal to its maximum value.

3.2.2 Supercritical incident flow

As shown in Fig. 8b, for supercritical flows, the dynamic pressure values over time increase substantially followed by a sharp decrease. The increase typically lasts approximately 0.1 s, which corresponds to the growing jet phase. The subsequent decrease corresponds to the jet's vanishing phase. One can then observe a gentle increase in the dynamic pressure corresponding to the formation of the dead zone until the steady regime is reached and the dead zone is completely developed. Again, once the steady regime, characterized by a constant field velocity around the obstacle, is reached, the dynamic pressure is constant and equal to a secondary maximum value. The dynamic pressure decrease, which can be observed afterwards, is not related to the flow–obstacle interaction, but simply to the discharge decrease resulting from the empty upper tank.

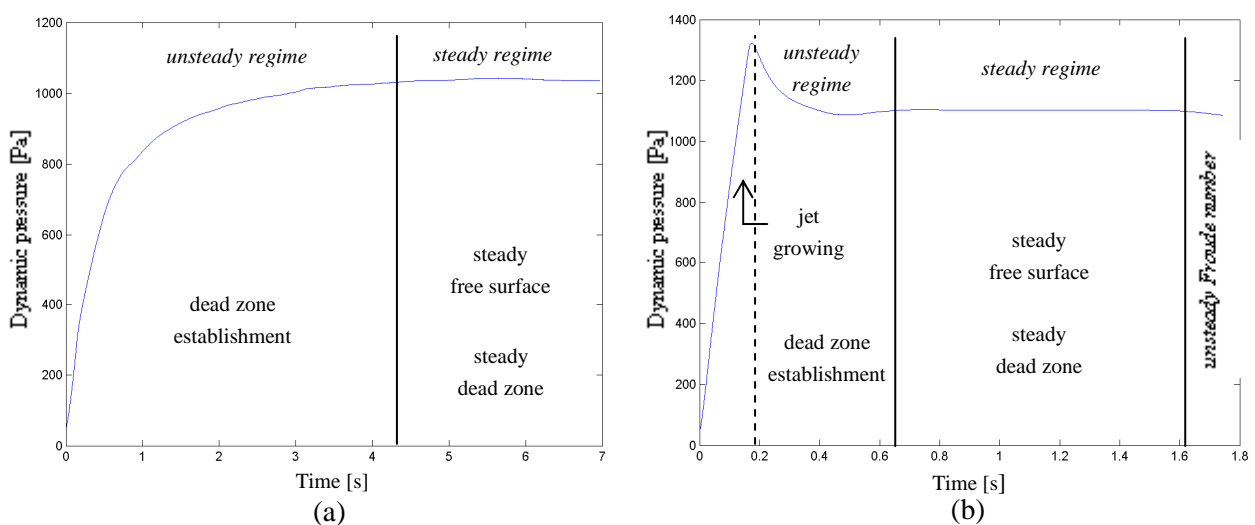


Figure 8. Changes in dynamic pressure during the impact for (a) subcritical flow and (b) supercritical flow.

3.2.3 Changes in pressure versus Froude number

The influence of the impact regime, and consequently of the Froude number of the incident flow on the pressure changes, has been demonstrated. The next step developed here consists in analyzing how the Froude number influences the peak pressure applied to the obstacle. This requires first distinguishing two components of the overall pressure: the hydrostatic pressure directly related to the flow depth above the pressure sensor and the dynamic pressure related to velocity. Basically, the pressure applied to bodies in relative motion with fluid can be written as:

$$P = P_{hydrostatic} + P_{dynamic} \quad (5)$$

$$P_{hydrostatic} = \rho \cdot g \cdot h_{fs} \quad (6)$$

h_{fs} = free surface height

$$P_{dynamic} = \frac{1}{2} \cdot Cx \cdot \rho \cdot V^2 \quad (7)$$

V = relative flow velocity, Cx = drag coefficient

We introduce here a drag coefficient as a correcting factor to the classical expression of a dynamic pressure in fluids, related to the fluid density and the square velocity. Figure 9 presents our preliminary results on the changes in the drag coefficient versus Froude number. First of all, it can be noted that the drag coefficient increases sharply when the Froude number decreases below the unit value. Drag coefficient dependence on the Froude number seems to be less distinct for high Fr values. Consequently, it is clear that the drag coefficient value depends not only on the impact regime but also on the Froude number value itself. An extremely high, and somewhat unexpected, value $Cx = 13$ was computed for $Fr = 0.5$.

For other materials, the Cx dependence on the Froude number has been highlighted by several authors. For example, for a dense granular flow around an immersed cylinder in a confined setting, Chehata et al. (2003) obtained $Cx \propto Fr^{-2}$. Where the Froude number is defined as $Fr = U_{\infty} / \sqrt{g(D+d)}$, D is the cylinder diameter and d the particle diameter. For similar conditions with moving rods, Wiegardt (1975) obtained $Cx \approx 12 / 5Fr^{-2} \sqrt{h/D}$, where h is the flow height and $Fr = U_{\infty} / \sqrt{gh}$. Whatever the material used, Cx dependence on the Froude number seems to be globally the same.

It was also shown for Bingham fluids that the yield stress induces a significant drag coefficient increase above that found with Newtonian fluids and, moreover, that the drag coefficient increases with yield stress (Pazwah & Roberston, 1973). Mechanically, the yield stress is the origin of the dead zone formation. Furthermore, the higher the yield stress the larger the dead zone. Consequently, the drag coefficient increase seems to be related to establishing the dead zone.

The references mentioned concern other types of fluids but are nevertheless in general agreement with our results. This suggests that, whatever the fluid, to estimate pressures applied to an obstacle, the impact regime and consequently the Froude number must be considered. This is particularly true for yield stress fluids for which the Froude number seems at least as important as the incident velocity.

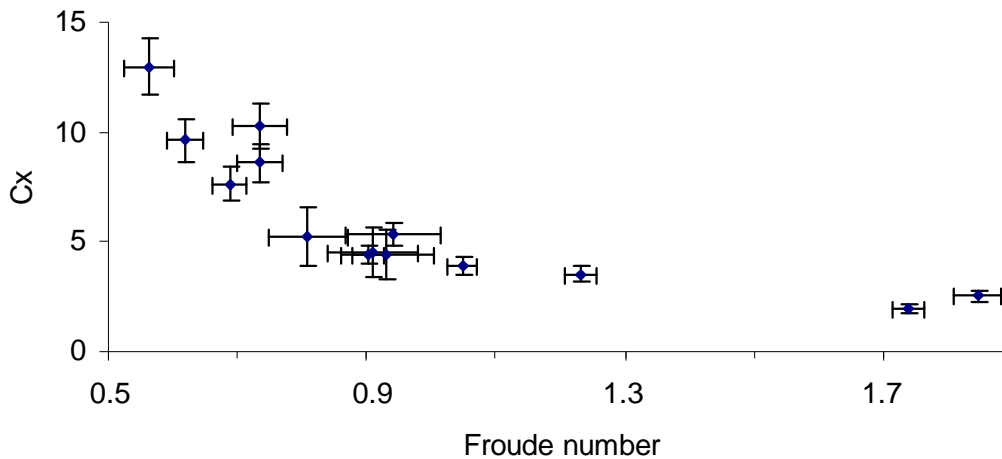


Figure 9. Drag coefficient versus Froude number.

4 CONCLUSION

The present study aimed at determining local values of the flow velocity and pressure in the vicinity of a structure submitted to mudflow impact, and their evolution over time, for a given incident flow characterized by its Froude number. This knowledge is necessary to determine the resistance of a structure submitted to a dynamic impact, which not only depends on the maximum pressure applied, but also on the changes over time and the distribution in space of pressures in the vicinity of the structure.

The experimental approach developed consists of free-surface unsteady flows carried out in a laboratory flume where a simple barrier was installed. The model fluid was a Carbopol® solution which behaves as a yield-stress fluid. As this material is transparent, PIV was implemented to measure local velocities inside the flow. The pressure applied to the structure by the flow impact was measured by a pressure sensor installed inside the obstacle body.

This study has demonstrated two distinct impact regimes related to incident flow Froude number. For subcritical incident flows (reference Froude number lower than 1) the interaction is characterized by progressive storage of some material upstream of the structure. The position of the free surface moves upward and as soon as it reaches the obstacle crest, some overflow occurs. The flow depth stabilizes when the steady regime is reached. In the meantime, the material stored upstream of the obstacle forms a dead zone at the bottom of the structure that progressively extends in both upstream and vertical directions. The pressure applied to the structure increases relatively slowly until it reaches a maximum value corresponding to the establishment of the steady regime. The maximum pressure value also corresponds to an established dead zone. This suggests that the dead zone plays an important role in the pressure transmission mechanism.

For supercritical incident flows (reference Froude number higher than 1), the interaction is characterized by a near vertical jet, with the velocity field rapidly modified. At the bottom of the obstacle, only a small dead zone forms. A sharp pressure increase is observed during the formation of the jet and reaches its maximum value before decreasing quickly as soon as the jet begins to vanish. After this rather dynamic phase, the flow slowly reaches steady conditions with characteristics similar to the subcritical flow case.

The changes in dynamic pressures developed on the obstacle versus Froude number have also been studied. It can be concluded from this study that the drag coefficient greatly depends on the Froude number, mainly for subcritical incident flows, reaching high values at low Froude numbers.

This result, if confirmed by further studies, may have important consequences for the design of countermeasure structures.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work has been supported by the Fondation MAIF (<http://www.fondation.maif.fr/>).

REFERENCES

- Armanini, A. & Scotton, P. 1993. On the Dynamic Impact of a Debris Flow on structures. *Proceedings of XXV IAHR congress, Tokyo (Tech.Sess.B,III)*: 203-210.
- Chehata, D., Zenit, R. & Wassgren, C. R. 2003. Dense granular flow around an immersed cylinder. *Physics of Fluids* 15 (6): 1622–1631.
- Chen, C.L. 1988a. Generalized viscoplastic modeling of debris flow. *Journal of Hydraulic Engineering* 114 (3): 237-258.
- Chen, C.L. 1988b. General solutions for viscoplastic debris flow. *Journal of Hydraulic Engineering* 114 (3): 259-282.
- Coussot, P. 1992. Rhéologie des boues et des laves torrentielles. Etude de dispersions et de suspensions concentrées. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble. (in French)
- Coussot, P. 1994. Steady, laminar, flow of concentrated mud suspensions in open channel. *Journal of Hydraulic Research* 32 (4): 535-559.
- Coussot, P. 1997. *Mudflow Rheology and Dynamics*. IAHR Monograph Series. Rotterdam: Balkema.
- De Kee, D., Chhabra, R.P., Powley, M.B. & Roy, S. 1990. Flow of viscoplastic fluids on an inclined plane: Evaluation of yield stress. *Chem. Eng. Comm.* 96: 229-239.
- Kostas, J., Cater, J. & Soria, J. 1998. Effect of anomalous particle light scattering on PIV image quality. *Proceedings of SPIE - International Conference on Applied Optical Metrology* 3407: 423-428
- Noveon, 2007, website <http://www.homecare.noveon.com/products/carbopol/carbopol.asp>
- Roberts, G. P. & Barnes, H. A. 2001, New measurements of the flow-curves for Carbopol dispersions without slip artifacts, *Rheologica Acta* 40 (5): 499-503.
- Pazwash, H. & Robertson, J. M. 1975. Forces on bodies in Bingham fluids. *Journal of Hydraulic Research* 13 (1): 35–55.
- Pierson, T. C. 2005. Hyperconcentrated flow – transitional process between water flow and debris flow. In M. Jakod & O. Hungr (eds), *Debris-flow Hazards and Related Phenomena*: 159-202. Berlin: Springer-Praxis.
- Wieghardt, K. 1975. Experiments in granular flow. *Annual Review of Fluid Mechanics* 7: 89–114.
- Zanuttigh, B. 2001. Debris flow waves in natural channels. PhD thesis, Bologna university.
- Zanuttigh, B. & Lamberti, A. 2006. Experimental analysis of impact of dry avalanches on structures and implication for debris flows. *Journal of Hydraulic research* 440 (4): 522-534

Partie II

Interactions entre écoulements de milieux granulaires et un obstacle

Domaine d'application : les avalanches de neige dense

Cette partie aborde deux points principaux :

- la problématique générale de la détermination des pressions développées par un écoulement avalancheux dense et de leur prise en compte dans le cadre d'un zonage des risques de type PPR. (page 165)
- La modélisation numérique par la méthode SPH d'écoulements granulaires (page 172)

PROBLEMATIQUE DE LA DETERMINATION DES PRESSIONS DEVELOPPEES PAR UNE AVALANCHE DENSE

Prise en compte dans le cadre d'un zonage des risques

1/ Cadre général de la qualification des aléas

Un des objets des Plans de Prévention des Risques (PPR) est la délimitation des zones directement exposées aux risques dites « zones de danger ». Pour la définition du phénomène à prendre en compte on se référera soit à des *événements historiques connus*, soit à un *événement potentiel* susceptible de se produire dans une période donnée.

Pour les avalanches, par similitude avec d'autres phénomènes, on définira l'avalanche de référence (c'est à dire celle qui est prise en compte vis à vis de la sécurité des biens) comme l'avalanche correspondant à la plus forte avalanche historique connue du couloir étudié depuis la fin du « petit âge glaciaire » (milieu du XIX^{ème} siècle), dans la mesure où celle-ci a une durée de retour au moins centennale. Dans le cas contraire l'avalanche centennale sera définie de manière théorique soit par extrapolation, réalisée avec les précautions nécessaires, à partir des informations historiques disponibles soit à partir d'analogies avec d'autres couloirs soumis à un forçage nivo météorologique équivalent.

2/ Zonage et pression d'impact

Une fois l'événement de référence défini par son extension, il reste à répondre à la question suivante :

Comment choisir le champ de pression qui lui est associé ?

Il existe une infinité de solutions pour le champ de pression ; en effet la distance d'arrêt résulte de la combinaison d'un volume de neige dans la zone de départ d'une part, de sa qualité qui conditionne le frottement agissant sur l'écoulement d'autre part. Par précaution on pourrait retenir le principe d'adopter la solution qui maximise la pression. Ce faisant, on renonce à évaluer la probabilité absolue du scénario de référence qui n'est plus forcément centennale.

Souvent grâce à des modèles analytiques ou numériques, on peut obtenir la répartition des pressions de l'écoulement libre du phénomène de référence.

Pour évaluer le niveau de dommages que subirait une habitation en fonction de sa localisation sur le parcours de l'avalanche (et déterminer l'aléa résiduel), la pression dans l'écoulement libre n'est pas suffisante. Il manque la direction d'application, l'épaisseur sur laquelle elle s'applique et le coefficient de traînée (voir sa définition au 3.2).

Nous nous efforçons ici de répondre aux questions pratiques suivantes :

- Quelle est la différence entre la pression dans l'écoulement libre et la pression exercée sur un obstacle ?
- Que dire du seuil de 30 kPa pris en pratique pour définir la limite entre zones rouge (non constructible) et bleue (constructible avec prescriptions) des PPR ?
- Peut-on cartographier la pression sur les obstacles ou seulement la pression dynamique des avalanches en écoulement libre ?

- Toutes les avalanches denses (ou coulantes) ont-elles le même comportement et y a-t-il lieu de distinguer avalanche coulante de neige sèche, rapide, et avalanche coulante gravitaire ?
- Que dire de la répartition de la pression en zone d'arrêt des avalanches denses et quelle influence sur la répartition de la pression en zone généralement considérée comme d'aléa moyen (au moins en France, sur la base du projet de guide PPR avalanches) ?
- Quelle utilisation des pressions pour le dimensionnement des constructions ?

3/ Pression d'écoulement libre et pression sur les ouvrages

La pression d'impact d'une avalanche sur une structure est définie comme la force d'impact divisée par la projection de la surface de la structure sur le plan orthogonal à l'écoulement. Cette pression d'impact est produite par l'énergie cinétique de l'écoulement.

3.1/ Pression de l'écoulement libre

Dans le cadre de la mécanique des fluides, on définit la pression dynamique (ou cinétique) dans un écoulement libre (c'est à dire sans obstacle) comme étant l'énergie cinétique par unité de volume. La pression dynamique dans un écoulement libre caractérisé par une densité ρ et se déplaçant à la vitesse v est donnée par :

$$P_{e_l} = \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (1)$$

La masse volumique d'une avalanche dense varie de 100 à 500 kg/m³ et sa vitesse de 0 à 50 m/s. La pression dynamique dans un écoulement libre d'avalanche dense varie de 0 à 600 kPa. La principale difficulté réside dans l'estimation de la masse volumique au droit du profil. La distribution verticale de la pression dépend directement de la distribution verticale de la vitesse. Les mesures existantes concernant les avalanches denses montrent une zone fortement cisailée à la base de l'écoulement (de l'ordre de la dizaine de centimètres) et au delà une zone faiblement cisailée. En dehors de la zone basale, la pression est sensiblement constante dans le corps de l'avalanche dense.

3.2/ Pression sur un obstacle

Un obstacle placé à l'intérieur d'un écoulement avalancheux perçoit une pression dynamique (force par unité de surface) proportionnelle à la pression dynamique de l'écoulement libre¹. Le coefficient de proportionnalité, dit² coefficient de traînée ou de portance, n'est pas constant. Il varie à la fois avec la forme de l'obstacle et avec le régime de l'écoulement. Il intègre ainsi deux contributions différentes. Pour simplifier la présentation nous allons décomposer le coefficient de traînée en produit de deux fonctions C_{f_o} (coefficient de forme) et C_{r_e} (coefficient du régime d'écoulement). La première rend compte de l'influence de la forme de l'obstacle et la seconde rend compte de l'influence du régime de l'écoulement. La pression dynamique sur un obstacle est alors donnée par :

$$P_{d_o} = C_{r_e} C_{f_o} P_{e_l} \quad (2)$$

A cette pression il faudra rajouter la composante hydrostatique $P_{hydro} = \rho g (h - z)$

¹ L'obstacle ressent aussi des sollicitations dont les fréquences sont bien plus grandes que la fréquence caractéristique de l'écoulement et dont l'intensité peut atteindre 1000 à 1200 kPa. Il est aussi soumis à la composante de pression liée au poids de la neige qui est proportionnelle au produit de la masse volumique par l'épaisseur et par l'accélération de la pesanteur.

² Selon qu'il s'agisse de la force dans la direction de l'écoulement dite traînée ou de la force orthogonale à l'écoulement dite portance

Pour déterminer la pression dynamique d'impact sur un ouvrage, il est nécessaire de connaître la forme, la surface et l'orientation de l'objet par rapport à l'écoulement et le régime de ce dernier.

Dans le cas d'un fluide simple tel que l'air en écoulement turbulent et en fonction de la forme et du profilage (aérodynamique) d'un obstacle placé dans un écoulement, le coefficient de forme, noté C_{f-o} , varie de 1 à 2 (1 pour un obstacle peu déviant, tel un pylône ; 2 pour un obstacle très déviant tel un mur placé perpendiculairement à l'écoulement). Au jour d'aujourd'hui, nous n'avons aucune information permettant de définir ce coefficient pour un fluide complexe tel que la neige en écoulement dense.

Pour un écoulement de fluide simple, tel que l'eau ou l'air, le coefficient du régime d'écoulement, noté C_{r-e} , dépend du nombre de Reynolds qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Aux forts nombres de Reynolds, c'est à dire pour les écoulements fortement inertiels, le coefficient C_{r-e} converge vers une valeur constante et égale à 1. Le coefficient de traînée ne dépend plus que de la forme de l'obstacle. Les écoulements avalancheux de type aérosols sont des écoulements inertiels à grand nombre de Reynolds. Le coefficient de traînée dans ce cas ne dépend donc que de la forme de l'obstacle.

Pour les écoulements d'avalanches denses, il faut distinguer les écoulements rapides où l'inertie domine des écoulements lents où les forces de frottement, de gravité et de cohésion sont prépondérantes. Le nombre de Froude, rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité, peut être utilisé pour distinguer grossièrement ces deux régimes. Au coefficient de frottement près, le nombre de Froude est aussi le rapport entre l'inertie et les forces de frottement et de cohésion. Les rares mesures existantes ont montré une forte décroissance du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude³ de l'écoulement. Cette décroissance est bien décrite par une loi puissance à exposant négatif :

$$C_{r-e} \approx \frac{2508}{\rho} F^{-0.8} \quad (3)$$

On peut se référer à un document de l'IFENA, relatif aux mesures obtenues sur des obstacles ponctuels (capteurs de force circulaires de diamètre 20 cm), placés sur un mat de mesures. Ces capteurs ont fonctionné pour plusieurs grandes avalanches de neige et ont donné les mêmes tendances. A noter que les mesures effectuées montrent un caractère oscillatoire et que la question de la signification d'une valeur moyenne est posée (figure 1)

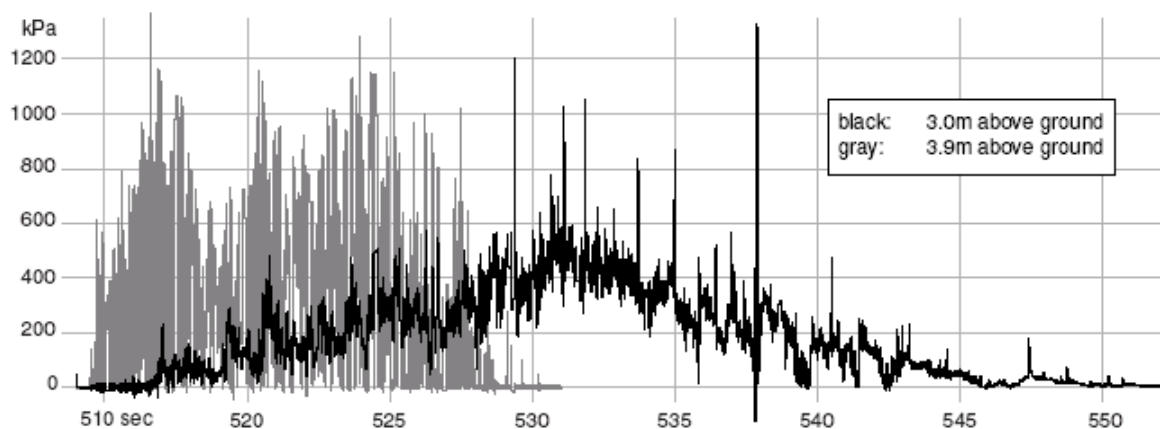


Fig. 1 : Exemple de mesure de pression d'impact d'une avalanche sur une structure de type pylône (coefficient de forme supposé proche de 1). Le diagramme montre la pression à

³ Le nombre de Froude est défini comme le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la racine carré du produit de la hauteur par l'accélération de la pesanteur.

différentes hauteurs exercée par l'avalanche dense (trait noir) et par la couche de saltation (trait gris). Cette dernière n'est présente qu'au voisinage du front}

Les mesures effectuées par le Cemagref dans le cadre du projet OPALE confirment cette tendance (cf figure 2).

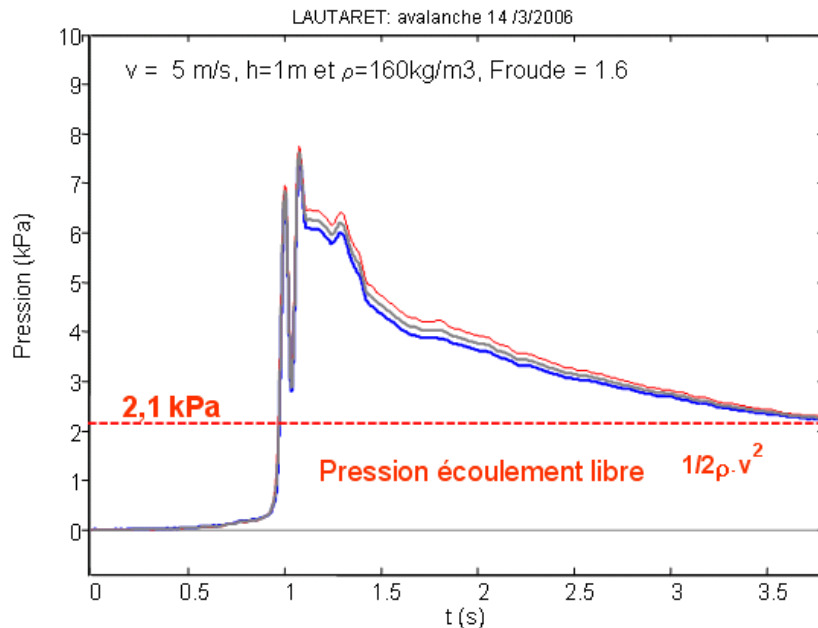


Fig. 2 : Exemple de mesure de pression d'impact d'une avalanche sur une structure de type panneau d'environ 1 m² (coefficient de forme supposé proche de 2) obtenue au Col du Lautaret (Emanuel Thibert, Cemagref)

Dans le cas des avalanches denses, pour un nombre de Froude élevé, le coefficient du régime d'écoulement tend vers 1 et le coefficient de traînée tend vers le coefficient de forme. Quand le nombre de Froude diminue, le coefficient de traînée augmente de manière significative et peut atteindre des valeurs de 15 (pour un nombre de Froude tendant vers 0.5 et une masse volumique de 250 kg/m³). Cette augmentation peut s'interpréter comme une augmentation de la surface effective de l'obstacle vue par l'écoulement. Elle peut s'expliquer par l'allongement des chaînes de forces dans le cas des écoulements lents dominés par les frottements et la cohésion qui sont par nature des interactions de longue portée.

Cette dépendance du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude n'est pas un fait nouveau. Elle avait déjà été constatée dans les années 70 à partir de mesures de terrain russes.

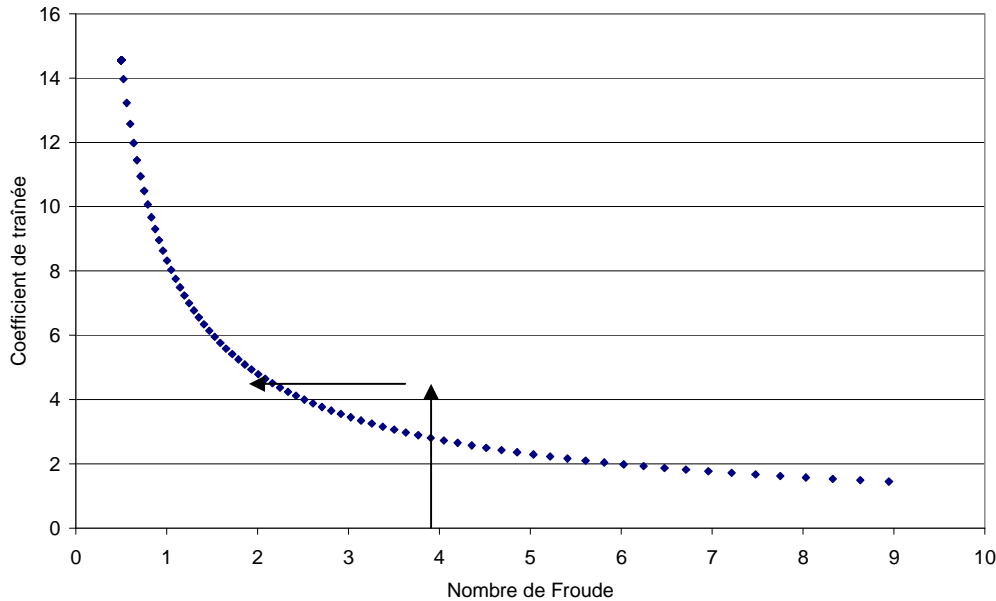


Fig. 3: évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude pour un obstacle non déviant (coefficient de forme supposé proche de 1)

4/ Conséquences sur le zonage et le dimensionnement des constructions

4.1/ Que dire de la limite à 30 kPa ?

Cette limite s'est imposée comme une valeur référence dans les règlements de nombreux pays. Elle fait l'objet d'un consensus assez large en Europe. Pourtant, à la connaissance du Cemagref, ce seuil a été choisi de manière arbitraire par les Suisses qui estimaient à l'époque pouvoir construire des habitations capables de résister à ce niveau de pression. Par ailleurs, ce seuil semble avoir été choisi sans bien préciser s'il s'agissait de la pression de l'écoulement libre ou de la pression en présence d'obstacles. Il y a là une réelle imprécision. Dans les faits, c'est donc tantôt la pression dynamique de l'écoulement libre tantôt son double, pour tenir compte du coefficient de forme qui est utilisée pour définir les limites du zonage théorique, notamment l'enveloppe de 30 kPa.

4.2/ Peut-on cartographier la pression dynamique de l'écoulement libre ou la pression d'impact sur des obstacles ?

Si l'on cherche à caractériser l'aléa indépendamment des enjeux, la pression dynamique en écoulement libre est suffisante et peut être cartographiée. C'est ce qui est fait en pratique. Cependant du point de vue de l'urbanisme, c'est bien évidemment la cartographie de la pression dynamique d'impact sur les obstacles⁴ qui est utile. Or une telle cartographie risque de sous-estimer la pression si on se contente de multiplier simplement par 2 les valeurs de la pression en écoulement libre. Lorsque l'on introduit un obstacle, la pression dynamique d'impact (définie comme la force par unité de surface) dépend de la pression dynamique de l'écoulement libre, de la forme et l'orientation de l'obstacle et pour les écoulements denses du nombre de Froude de l'écoulement.

Si on souhaitait réaliser une cartographie de la pression dynamique d'impact, il faudrait le faire par type d'habitation pour connaître le coefficient de forme et distinguer les écoulements

⁴ L'accompagner de la hauteur et l'orientation de l'écoulement serait encore mieux.

d'avalanches entre avalanches denses et avalanches aérosols et pour les avalanches denses déterminer le nombre de Froude qui caractérise le régime de l'écoulement pour obtenir le coefficient de traînée.

4.3/ Toutes les avalanches denses (ou coulantes) ont-elles le même comportement et y a-t-il lieu de distinguer avalanche coulante de neige sèche, rapide, et avalanche coulante gravitaire ?

Au sein de la catégorie « avalanches denses », on distingue classiquement les avalanches de neige sèche (accompagnées généralement d'un aérosol plus ou moins développé) et les avalanches de neige humide. Les types de neige mobilisée (densité, cohésion, fluide interstitiel, ...) dans les deux cas sont très différents. Mais en termes de loi de comportement et d'interaction avec des obstacles, en particulier en zone de décélération, les connaissances actuelles ne permettent pas de distinguer entre ces deux types d'avalanches. Nous sommes donc enclins à penser que le coefficient de traînée évolue de manière identique en fonction du nombre de Froude pour les deux types d'avalanches.

4.4/ Que dire de la variation de pression des avalanches coulantes dans la zone d'arrêt et en particulier dans la zone généralement considérée comme d'aléa moyen?

Quand la pente du terrain diminue, l'avalanche dense ralentit. Dans ce cas de figure, le nombre de Froude diminue linéairement avec la vitesse. Le rapport entre la pression dynamique d'impact sur un ouvrage et la pression dynamique en écoulement libre, qui est le coefficient de traînée, augmente. Quand la vitesse diminue, la pression libre diminue de manière quadratique avec la vitesse. Dans l'expression de la pression dynamique d'impact, cette diminution est limitée par l'augmentation du coefficient de traînée (voir figure 4). Proche de l'arrêt, la vitesse de l'écoulement devient tellement faible que seule la pression hydrostatique reste active, c'est le régime gravitaire.

A ce jour, on ne dispose pas de suffisamment de données de terrain pour pouvoir lier correctement l'accroissement du coefficient de traînée avec la diminution de la vitesse de l'avalanche dense. On peut penser qu'il faudra encore plusieurs années pour disposer de données de qualité permettant un paramétrage convenable de la loi d'évolution pour des ouvrages correspondant au moins à ceux des sites d'expérimentation ; il faudra examiner également comment de tels résultats pourront être extrapolés correctement à des obstacles de plus grandes dimensions.

La figure 4, qui n'est qu'un exemple illustratif - utilisant une loi puissance à exposant négatif - dans lequel l'épaisseur de l'écoulement dense est fixée à 2 m, montre que :

- la pression dynamique en écoulement libre diminue de manière parabolique avec la vitesse alors que la pression d'impact diminue de manière quasi-linéaire avec la vitesse.
- le seuil de 3 tonnes/m² en pression d'écoulement libre est atteint pour 14 m/s (et celle de 1.5 tonnes/m² pour 10 m/s).
- le seuil de 3 tonnes/m² en pression dynamique d'impact sur un ouvrage non déviant est atteint seulement à 5 m/s (et pour un obstacle déviant à 3 m/s).

Enfin, lorsque l'on sait que le front de l'avalanche dense peut être raide, d'une épaisseur importante et s'arrêter rapidement et que pour une épaisseur de 2 m et une masse volumique de 300 kg/m³ la pression hydrostatique – qui s'ajoute à la pression d'impact (il s'agit également d'une valeur résiduelle à l'arrêt) - peut atteindre 0,6

tonne/m²., graduer la pression d'impact à l'intérieur de la zone d'aléa moyen, sans tenir compte de ce facteur, peut paraître aventureux.

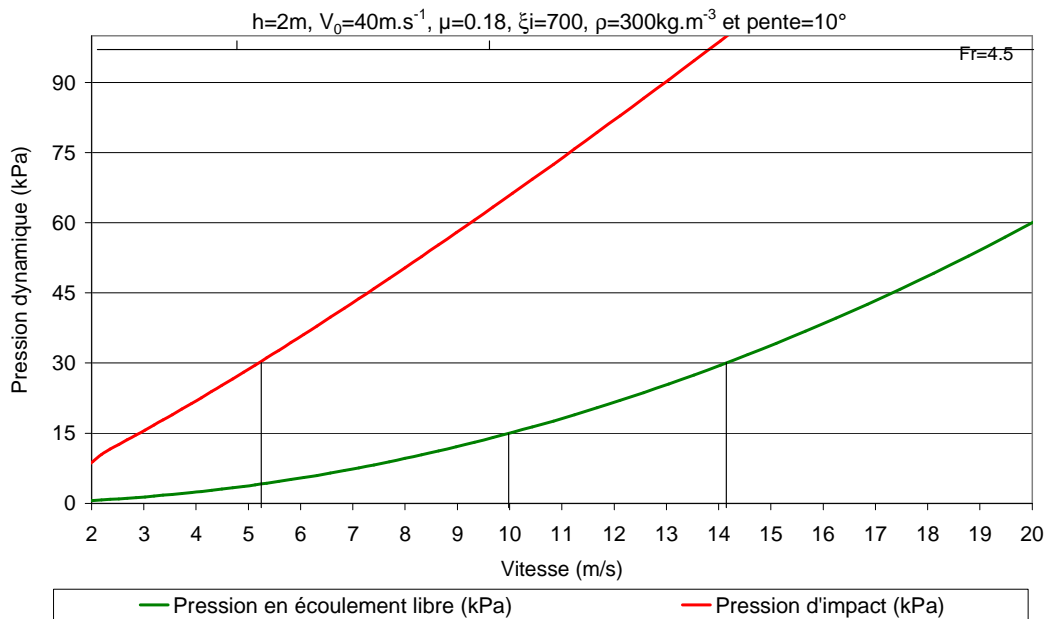


Fig. 4 : pression en écoulement libre et pression d'impact sur un obstacle non déviant en fonction de la vitesse pour une hauteur d'écoulement de 2 m.

4.5/ Conséquences pour le dimensionnement des constructions ?

La conception des ouvrages s'appuie aujourd'hui sur des règlements qui ne prennent pas en compte de façon totalement satisfaisante les spécificités liées aux actions dynamiques. En effet, le dimensionnement en dynamique en est encore à une phase de balbutiements : recours à un coefficient de choc (cas des laves torrentielles par exemple) ; au mieux, utilisation de modèles simplifiés pour des ouvrages importants (chutes de blocs sur galeries par exemple) ; recherches en cours par voie de modélisation et de simulation numérique (programmes RNVO, OPALE, ...).

Dans l'immédiat, les spécialistes recommandent une approche prudente, consistant à la fois à éviter les singularités et discontinuités préjudiciables en dynamique (cf. sismique) et à adopter des dispositions constructives éprouvées (chaînages, enrobage des armatures, capacité d'absorption des matériaux au niveau de l'impact, ...)

Il faut par ailleurs avoir conscience qu'aujourd'hui les structures des constructions (lorsqu'elles le sont, c'est à dire au moins pour les bâtiments importants) sont calculées au plus juste en fonction des sollicitations données par les normes et les règlements.

**Mémoire de stage de Master 2 Mécanique, Energétique et
Ingénieries, Spécialité Modélisation et Simulation en Mécanique.
UFR de Mécanique, Université Joseph Fourier, Grenoble 1. Stage
effectué au Cemagref du 1^{er} avril au 30 septembre 2007.**

**Validation d'un code de calcul d'écoulements
granulaires par la méthode SPH**

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

1.1.1 Cadre professionnel

Étant étudiant en Master 2 Modélisation et Simulation en Mécanique, j'ai effectué un stage de six mois au groupement de Grenoble du Cemagref, sous la tutelle de Dominique Laigle et Guillaume Chambon. J'ai intégré l'unité de recherche ETNA (Érosion Torrentielle, Neige et Avalanche). Au sein du groupement, l'unité ETNA est chargée de la recherche et de l'expertise en ingénierie pour la prévention des risques naturels en montagne.

Les recherches au Cemagref s'organisent autour de grandes orientations thématiques (la gestion de l'eau et des services publics associés, les risques liés à l'eau, les technologies et procédés de l'eau et des déchets, la qualité des systèmes écologiques aquatiques, les systèmes écologiques terrestres ...). Elles correspondent à des enjeux actuels et futurs bien identifiés par la communauté scientifique internationale et répondent à des besoins des milieux professionnels et des pouvoirs publics.

Le sujet de mon stage s'inscrit dans le cadre du projet "interactions entre écoulements à surface libre de fluides complexes et un obstacle", financé par la Fondation MAIF. Il s'intègre également dans le cadre du projet de recherche OPALE (Ouvrages de protection et bâtiments Pavillonnaires soumis à l'Action des avalanchEs : Sollicitation, réponse, dimensionnement), financé par l'ANR, qui fait intervenir plusieurs laboratoires de recherche de la région Rhône-Alpes, ainsi que

des cabinets d'études à différents niveaux d'expertise. Les études en cours dans le cadre de ce projet ont pour but de comprendre et de prévoir le comportement de structures soumises à l'impact d'une avalanche.

Le Cemagref a pour cela pris le parti d'utiliser une méthode numérique encore peu répandue, la méthode SPH. Le code étant déjà développé et validé pour des fluides visqueux, le but de mon stage fût d'implémenter et de valider une loi d'écoulement granulaire. Même si elles ne décrivent pas parfaitement les écoulements avalancheux, les rhéologies granulaires sont actuellement considérées comme les meilleurs modèles pour les représenter [3].

Autour de cette thématique, Pascal Perotin, de l'Université de Savoie, a élaboré un modèle réduit de galerie paravalanche, dans le but de quantifier les efforts exercés sur la structure. Une fois notre modèle validé en régime permanent, nous nous orienterons vers la géométrie de ce dispositif expérimental, afin de tester le modèle numérique sur des écoulements transitoires.

1.1.2 Laves Torrentielles et Avalanches

Point de vue Géomorphologique

Les laves torrentielles et les avalanches sont des phénomènes gravitaires rapides de grande ampleur [2]. Tous deux se produisent en zone montagnarde, à la suite de fortes pluies pour les premières, et de chutes de neige pour les secondes. La rhéologie, ou le comportement en écoulement de matériaux tels que la neige ou la boue varie fortement d'un cas à l'autre. Suivant la saison, la température, la configuration de dépôt, et d'autres paramètres géomorphologiques, la neige peut donner lieu à des avalanches très différentes (aérosol, coulante sèche, ou coulante humide). De même, la composition d'une coulée de boue va dépendre de la composition, la géomorphologie du bassin versant. De plus, elle n'aura pas les mêmes propriétés rhéologiques suivant que l'on se trouve dans le front ou dans la queue de l'écoulement.

Nous nous intéresserons particulièrement dans notre étude aux cas où le comportement du matériau peut être approximé par une loi granulaire en écoulement. Ce genre de configuration correspond aux avalanches de neige dense sèche, et aux laves torrentielles à comportement frictionnel-collisionnel (dites "granulaires").

De nombreuses observations ont déjà été effectuées dans ce domaine, nous allons dans cette partie les exposer, afin de mieux cerner le contexte de mon stage au sein de l'unité de recherche ETNA.

Les laves torrentielles

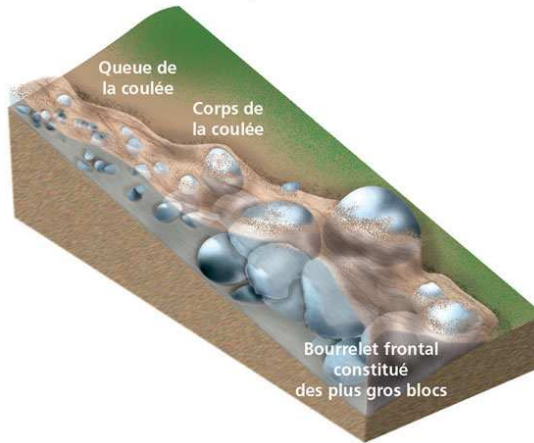
Les montagnes sont régulièrement soumises à des phénomènes torrentiels intenses et dévastateurs. Parmi ces phénomènes, les laves torrentielles sont des plus dangereux. Contrairement aux éboulements, il s'agit là d'un déplacement en masse d'eau, d'argile, de sable et de cailloux de toutes tailles, donnant un fluide très concentré et généralement très visqueux (une densité deux fois supérieure à celle de l'eau, pour une viscosité dynamique de parfois quelques dizaines de milliers de Pa.s). Elles se déplacent dans le lit d'un torrent, pouvant grossir par érosion, ou au contraire diminuer par dépôt. Le danger vient du fait qu'elles peuvent facilement sortir de leur chenal et provoquer des dégâts considérables. Depuis plus d'un siècle, les services de Restauration des Terrains en Montagne ont entrepris des travaux pour tenter d'atténuer les effets de tels phénomènes. Même si les techniques de protection active, telles que le reboisement ou les ouvrages de génie civil, ont depuis longtemps pris place dans nos montagnes, il paraît essentiel de connaître et de comprendre le fonctionnement des laves, notamment lors de l'impact sur les structures de protection [1].

Nous allons décrire ici les laves que l'on trouve le plus fréquemment dans les Alpes. Il s'agit d'une coulée de boue mélangée à de gros blocs d'un volume total de quelques milliers de mètres cube au moins, qui survient lors d'orages violents très localisés. Le mélange s'écoule jusque dans la vallée, où un coude, un pont ou un obstacle quelconque le pousse à sortir de son lit et ainsi envahir le cône de réjection. Une partie des dépôts boueux s'arrêtent dans le lit du torrent, et sont emportés par la queue, d'apparence plus liquide, constituée d'eau et de sédiments [2].

Les laves torrentielles sont des écoulements transitoires dont la hauteur, en Europe, peut varier de 1 à 5 mètres, pour des vitesses pouvant atteindre 10 m/s. A travers le monde, on peut observer des laves de plus grande taille encore. Prenons l'exemple de la vallée du Yangtse (Chine), où de très nombreux torrents fournissent



(a)



(b)

FIG. 1.1 – (a) : torrent dans son ensemble (bassin versant, chenal et cône de déjection) Photographie de Alexi Bouchet et Hervé Bellot, Cemagref, (b) : schéma d'une lave torrentielle (source : prim.net).

de grandes quantités de boues. Des stations d'observation recueillent ainsi les données d'une dizaine de coulées par an. Il a été observé que les coulées se produisent par bouffées espacées de quelques secondes à quelques minutes les unes des autres, et non dans un flot continu. C'est donc un phénomène fortement transitoire, inhomogène, et à caractère exceptionnel. En France, on ne déplore que très peu de victimes causées par des laves torrentielles, mais ce qui n'est pas le cas en Chine, ou au Japon, où l'on dénombre de nombreuses victimes chaque année. Il est donc important de comprendre leur fonctionnement, afin de pouvoir s'en protéger.

Les avalanches

Les chutes de neige successives s'accumulent tout au long de la saison pour constituer ce que l'on appelle le manteau neigeux. Sa composition n'est pas figée une fois pour toutes. En effet, dès que la neige se dépose au sol, et même parfois en cours de chute, elle commence à se transformer selon des phénomènes physiques en relation avec les conditions météorologiques.

Ces modifications de forme et de taille, parfois spectaculaires, peuvent avoir de multiples causes : nouvelles chutes, vent, refroidissement ou réchauffement de

l'air, répartition verticale de la température dans la neige, etc. Le résultat en est un manteau stratifié, sorte de millefeuille composé de couches, dont certaines peuvent être fragiles, correspondant à chacune des chutes durant l'hiver. Selon les caractéristiques de ces couches et la façon dont elles sont empilées, le manteau neigeux peut devenir instable.



(a)

FIG. 1.2 – Avalanche aérosol au Canada (source www.agoravox.fr).

L'étude des avalanches de neige sur un site instrumenté se heurte à une double difficulté : la première est liée à l'extrême complexité et variabilité du matériau neige et la seconde réside dans le caractère incontrôlable et destructeur de l'avalanche. Ainsi, l'expérimentation et la mesure systématiques sont souvent rendues difficiles et les résultats restent plus qualitatifs que quantitatifs. Il faut donc compléter l'étude in situ par la modélisation physique en laboratoire sur modèles réduits et la modélisation numérique. Les avalanches majeures de neige dense et sèche sont communément assimilées à des écoulements granulaires secs peu cohésifs, c'est à dire des écoulements de grains (grains de sable ou billes de verre

par exemple) entre lesquels les forces de cohésion sont faibles devant les forces de frottement.

Point de vue "Modélisation Numérique"

La modélisation classique des écoulements à surface libre repose sur le calcul de champ moyen fondé sur les équations de Saint-Venant. Ces méthodes peu coûteuses en temps de calcul permettent d'approcher des écoulements tridimensionnels, et ce à partir de modélisations bidimensionnelles rendant les caractéristiques sur la verticale. D'autres méthodes, comme les éléments discrets, ont été utilisés pour caractériser ce genre d'écoulements. Ces méthodes particulièrement adaptées aux écoulements granulaires¹, nous invitent à considérer le comportement de la matière de manière discrète. Cependant, certains travaux récents sur les laves torrentielles, et les écoulements granulaires en général, proposent une approche continue dans le cadre de la mécanique des fluides. C'est de cet aspect que vient l'intérêt de la méthode SPH pour caractériser ce type d'écoulement, car elle utilise une approche continue de la mécanique des fluides, en considérant les équations du mouvement dans leur intégralité. De ce fait, le traitement de la surface libre se fait directement à partir des équations, et l'on a une meilleure représentation des caractéristiques sur la verticale.

1.2 Problématique Scientifique

Dans un écoulement gravitaire rapide, de type lave torrentielle ou avalanche, les forces d'interaction entre le fluide et les obstacles, naturels ou artificiels, sont relativement difficiles à quantifier. Les connaissances sur la repartition spatio-temporelle des efforts sont très maigres. Actuellement, le dimensionnement des ouvrages de protection se fait en considérant des charges statiques équivalentes aux charges dynamiques réelles, ce qui n'est pas suffisant. Pour bien représenter la sollicitation, il faudrait connaître d'avantage la dynamique interne du fluide.

Les connaissances à ce sujet se résument aux résultats obtenus sur modèles réduits, ou sur site, mais les lois de similitude ne sont pas toujours valides, et l'on

¹Il existe très peu d'approches discrètes pour les laves torrentielles.

ne peut donc pas quantifier l'ampleur des événements à l'aide de maquettes seules. Devant la faible fréquence événementielle des laves et avalanches, les simulations numériques sont indispensables pour mener à bien cette étude.

1.3 Rappels de rhéologie - Loi de comportement

Le code de calcul SPH du Cemagref tel que j'ai commencé à l'utiliser était déjà valide sur deux types de rhéologie, celle de fluides newtoniens, et celle de Herschel-Bulkley. La deuxième, certes classique, est loin d'être triviale. Nous allons dans cette partie en rappeler le principe, et introduire la loi de comportement granulaire utilisée par la suite.

1.3.1 Fluides newtoniens

Il est important dans une étude de dynamique des fluides de bien comprendre l'importance et le rôle de la loi de comportement. Prenons l'exemple de l'eau. C'est un fluide newtonien, en d'autres termes, de viscosité constante. Quelle que soit la configuration, l'endroit où l'on se trouve dans le fluide (pression, taux de cisaillement), le fluide aura les mêmes propriétés rhéologiques. Les fluides newtoniens sont les fluides les plus simples que l'on puisse trouver. Dans cette loi de comportement, la contrainte de cisaillement entre les couches de fluide est proportionnelle au gradient de vitesse $\frac{\partial u}{\partial y}$, suivant la loi $\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$ pour un cisaillement simple, avec η le coefficient de viscosité, ou viscosité dynamique. La contrainte en fonction du taux de cisaillement est tracée sur le schéma 1.5. Cette loi n'ayant que peu de paramètres, elle est donc très facile à utiliser, mais malheureusement, elle est loin de pouvoir décrire tous les fluides.

1.3.2 Fluides à seuil

Pour les boues, et autres matériaux naturels complexes que nous allons étudier, il n'en est pas de même. Les boues sont des fluides non-newtoniens, que l'on appelle des fluides à seuil. C'est-à-dire qu'il existe un seuil de contrainte en dessous duquel le fluide ne s'écoule pas. Les lois sont donc plus complexes, et dépendent

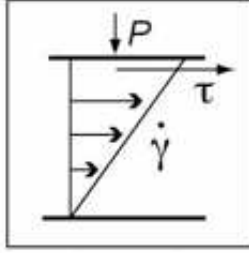


FIG. 1.3 – Contrainte de cisaillement τ et gradient de vitesse $\dot{\gamma} = \frac{\partial u}{\partial y}$ dans un cas de cisaillement simple.

de plusieurs paramètres. Dans le code de calcul SPH développé au Cemagref de Grenoble, nous avons implémenté plusieurs lois de comportement, dans le but de pouvoir décrire des écoulements de matériaux aux propriétés très variées. Pour caractériser le comportement des fluides dits à seuil, une loi de type Herschel-Bulkley a été choisie. Les fluides à seuil ne s'écoulent que si la contrainte appliquée dépasse une valeur critique, on a une loi du type :

$$\tau = \tau_c + K\dot{\gamma}^n \quad ([1])$$

où le terme τ_c représente la contrainte seuil, $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement, K et n les autres paramètres de la loi de comportement.

Le schéma 1.5 décrit la contrainte en fonction du taux de cisaillement. Les boues sont quelquefois décrites avec une loi dite de Bingham [4], avec un coefficient n égal à 1, mais cela prédit, en plus du seuil, que le fluide a un comportement pseudo-newtonien pendant l'écoulement, ce qui n'est pas le cas la plupart du temps. Le modèle de Herschel-Bulkley est plus complexe que celui de Bingham, et correspond mieux aux matériaux comme la boue.

Cette loi pose cependant un problème d'ordre numérique. La présence d'un seuil implique une gamme de valeurs de contraintes pour laquelle il n'y a qu'une seule valeur nulle du taux de cisaillement, et ceci est difficilement gérable numériquement. On introduit donc une viscosité maximale en guise de seuil, que nous décrirons plus tard (section 2.3.1). Cette méthode semble être une bonne solu-

tion pour des fluides newtoniens et de Herschel-Bulkley. Ces considérations nous serviront à établir certains critères pour des matériaux granulaires.

1.3.3 Fluides granulaires

Récemment, O. Pouliquen *et al.* [5], ont mis au point une loi de comportement pour les écoulements de matériaux granulaires basée sur un modèle fluide, alors que la plupart des travaux sur le sujet proposent une approche discrète de l'écoulement. Ce point de vue convient tout à fait à la méthode SPH, qui, malgré le fait qu'elle considère des particules fluides, adopte une approche continue de la matière.

Cette loi de comportement diffère des lois précédentes par un certain nombre de points. Da Cruz *et al.* [13] et Iordanoff *et al.* [14] ont mis en évidence, grâce à la dimension des grandeurs mises en jeu et des simulations numériques, que pour des particules rigides, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la contrainte normale, avec un coefficient de proportionnalité fonction d'un nombre adimensionnel I appelé nombre d'Inertie :

$$\tau = \mu(I)P \quad \text{avec} \quad I = \frac{\dot{\gamma}d}{\sqrt{P/\rho_s}} \quad ([2])$$

où $\mu(I)$ est le coefficient de frottement, d le diamètre de la particule, et ρ_s la densité particulaire. Le nombre d'inertie I peut être interprété comme le rapport entre deux échelles de temps, une échelle de déformation macroscopique, $(1/\dot{\gamma})$, et une échelle de temps inertielle à l'échelle de la particule, $\sqrt{d^2\rho_s/P}$ [6]. En confrontant les résultats en cisaillement simple à ceux obtenus en écoulements sur plan incliné, on peut dire que le coefficient de frottement évolue entre deux valeurs. La loi suivante est compatible avec les essais réalisés par Pouliquen :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1} \quad ([3])$$

où I_0 , μ_2 et μ_s sont des constantes. Le coefficient de frottement part donc d'une valeur seuil μ_s pour $I = 0$, et tend vers une limite μ_2 pour des I grands, comme schématisé sur la figure 1.4. Cette loi donne de bons résultats pour des écoulements relativement simples.

Une autre particularité de cette loi de comportement est la dépendance de la viscosité à la pression exercée sur le fluide :

$$\eta(|\dot{\gamma}|, P) = \frac{\mu(I)P}{|\dot{\gamma}|} \quad ([4])$$

Dans cette formule, P représente la pression isotrope, et $\eta(|\dot{\gamma}|, P)$ est la viscosité effective, liée au coefficient de frottement $\mu(I)$. $|\dot{\gamma}|$ est le second invariant du tenseur des taux de déformation, défini par :

$$|\dot{\gamma}| = \sqrt{\frac{1}{2}\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}} \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma}_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad ([5])$$

Cette très récente loi est encore très peu validée sur les configurations d'écoulements variées, et pose quelques problèmes nouveaux. Entre autres, elle prévoit le fait que la viscosité effective tende vers l'infini quand le taux de cisaillement tend vers 0. Cette limite est assez délicate à traiter, surtout pour le départ de l'écoulement, où le taux de cisaillement est nul, puisque la vitesse l'est aussi. De plus, la bonne description des zones d'arrêt est importante pour étudier l'impact d'une coulée sur un obstacle, au travers de la zone morte (zone de dépôt en amont direct de l'obstacle). Après avoir testé plusieurs possibilités, nous avons réussi à déterminer un critère de seuil convenable.

Le premier essai de critère dépendait du taux de cisaillement seulement, comme nous l'avions codé pour les autres lois de comportement. Celle que nous avons adoptée tient compte du rapport pression sur taux de cisaillement. La configuration à l'arrêt est simulée par un écoulement newtonien à forte viscosité (η_{max}). Nous traiterons ce point plus en détail dans la partie 4.5.1.

Rappelons ici que pour qu'une loi de comportement soit prise en compte, il faut que l'écoulement soit laminaire, et donc non turbulent. Si la turbulence prédomine sur les frottements, elle n'est plus prise en compte. En pratique, on peut numériquement ajouter une viscosité turbulente à l'ensemble, de façon à reproduire les dissipations. Cependant, pour cette dernière loi de comportement, on n'est pas encore capable de quantifier les effets de la turbulence sur l'écoulement, et on ne pourra donc pas simuler avec exactitude les régimes chaotiques.

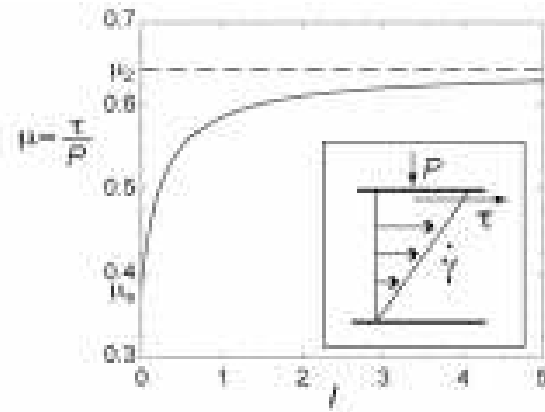


FIG. 1.4 – Coefficient de frottement μ fonction de I ($\mu_s = \tan(20.9)$, $\mu_2 = \tan(32.76)$ et $I_0 = 0.279$). Inclusion : définition de la pression P , de la contrainte de cisaillement τ , et du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ dans une configuration de cisaillement simple.

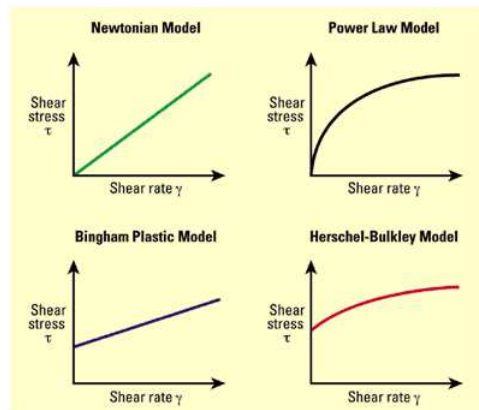


FIG. 1.5 – Différents modèles rhéologiques : définition de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour une configuration de cisaillement simple (source *glossary.oilfield.slb.com*).

Chapitre 2

Généralités sur la méthode SPH

2.1 Principe de base

La plupart des équations aux dérivées partielles sont résolues numériquement par l'utilisation de méthodes classiques de discrétisation, comme les méthodes des éléments finis, différences finies, ou méthodes spectrales. Cela dit, la complexité des problèmes discrétisés fait que ces méthodes sont parfois peu souples à utiliser, et trop diffusives. C'est dans le but de passer outre ces difficultés que les méthodes particulières sont apparues. L'idée de base consiste à découpler le traitement de la partie convective du reste des termes qui figurent dans les équations de Navier-Stokes, et de les résoudre le long des caractéristiques associées au champ de transport.

Dans le cas d'écoulements, le fluide est représenté par des particules dont soit la masse soit le volume sera fixé, et qui suivent le mouvement du fluide. Les équations d'évolution seront alors décrites par un ensemble de forces inter-particulaires et de flux écrits avec le formalisme SPH. Nous ne calculerons aucune interaction au sens usuel de ce qui est fait en dynamique moléculaire. Nous ne décrirons pas non plus les transferts de flux comme on peut le faire avec des méthodes de type volumes finis. En revanche, nous calculerons en tout point une sorte de moyenne du voisinage en termes de pression, vitesse, densité, et il est possible de décrire ce formalisme de manière à conserver masses, quantité de mouvement et énergie interne. En particulier, cette méthode nous permet de nous affranchir

des approximations de Saint-Venant, habituellement utilisées en mécanique des fluides, et ainsi obtenir une bonne description à la fois de la surface libre et de la répartition des pressions exercées selon la direction verticale. Les gradients de pression ne dépendent plus seulement de la vitesse, mais aussi de la compressibilité du fluide, ce qui constitue le principe de base de la méthode SPH. La pression est calculée à partir d'une équation d'état la liant à une variation de masse volumique. Le fait de combiner les effets dynamiques et hydrostatiques de la pression rend cette méthode très intéressante, notamment pour le calcul des profils de pression lors d'impacts sur des obstacles. Cette méthode n'utilise pas un décalage des calculs pour les vitesses et la pression, mais une loi d'état pour la pression en fonction de la densité que l'on calcule en supposant que la divergence de la vitesse n'est pas parfaitement nulle. On résout en fait les équations compressibles de la mécanique des fluides, en considérant une légère compressibilité pour les écoulements dits "incompressibles".

2.2 Un peu d'histoire

La première méthode particulaire voit le jour en 1964 avec Harlow, qui l'utilise en fluides compressibles pour calculer les termes convectifs, en la couplant à une méthode de différences finies pour traiter les termes de pression. Ce type d'approche porte aujourd'hui le nom de P.I.C (Particle In Cell).

Les méthodes particulières régularisées SPH (Smooth Particle Hydrodynamics) ont été inventées pour simuler des phénomènes astrophysiques où des particules évoluent dans l'espace en trois dimensions en l'absence de frontières. Elles ont la particularité d'inclure le traitement de la pression dans la résolution particulaire. Elles ont commencé à se développer en 1977, grâce à Lucy (astrophysicien), et par la suite, Monaghan (mathématicien appliqué) l'a rendue vraiment opérationnelle. Ce type de méthode a l'avantage d'être précis, et d'être facilement adaptable à différents problèmes [10].

La SPH est une méthode particulaire lagrangienne, qui ne nécessite pas de grille pour calculer des dérivées spatiales. Elle est à l'origine pensée pour la simulation de gaz compressibles (écoulements supersoniques, réactions nucléaires, radiations, collisions à hautes vitesses), mais peut être étendue aux écoulements de fluides

quasi-incompressibles, et l'on peut incorporer des frontières plus ou moins facilement. En effet, jusque dans les années 85, cette méthode est restée l'exclusivité des physiciens. C'est à Benz (astronome) que l'on doit les premières applications à des problèmes faisant intervenir des modèles d'endommagement de matériaux. Dans les années 90, on voit ce type de méthode s'étendre à la dynamique des structures, ou la magnétohydrodynamique, mais les applications industrielles sont encore rares, du fait du manque de conceptualisation des conditions aux limites dans la formulation, qui n'a pas la souplesse que peut offrir un code volumes finis ou différences finies.

La méthode SPH est la plus utilisée des méthodes particulières. Elle est plus élaborée que les autres, et la bibliographie est plus importante, sur des sujets divers, ce qui constitue une base de travail plus intéressante. Elle est aussi plus précise que les méthodes numériques fluides classiques, notamment pour des écoulements à surface libre, car elle offre une meilleure description de la surface libre. Cependant, elle souffre d'une lourdeur de calcul difficile à éviter.

2.3 Formalisme

2.3.1 Formalisme de la Méthode SPH

Nous allons dans cette partie décrire le formalisme de la méthode utilisée [10]. Pour toute fonction A , on peut écrire l'égalité suivante :

$$A(r) = \int A(r')W(r - r', h)dr' \quad ([1])$$

où $W(r, h)$, le noyau de coupure, doit vérifier les propriétés suivantes :

$$\int W(r - r', h)dr' = 1 \quad \text{et} \quad \lim_{h \rightarrow 0} W(r - r', h)dr' = \delta(r - r') \quad ([2])$$

L'écriture intégrale est remplacée par une approche de sommation (discrétisation particulière) :

$$A_s(r) = \sum_{b=1}^n A_b \frac{m_b}{\rho_b} W(r - r_b, h) \quad ([3])$$

Le noyau de coupure

Le noyau de coupure doit satisfaire aux conditions citées en début de paragraphe. Il est important de bien choisir le noyau, car en dépendront les conditions de stabilité et de convergence des solutions que nous trouverons. La forme adoptée est dans la totalité des calculs effectués une expression polynomiale :

$$W(s) = \frac{C}{h^\nu} \begin{cases} 1 - \frac{3s^2}{2} + \frac{3s^3}{4} & \text{quand } 0 \leq s \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2-s)^3 & \text{quand } 1 \leq s \leq 2 \\ 0 & \text{quand } 2 \leq s \end{cases} \quad ([4])$$

où $s = r/h$ et $C = 10/(7\pi)$ pour deux dimensions ($\nu = 2$), r est la distance entre deux particules et h est la longueur de lissage (d'où vient le terme « smoothed »). La longueur de lissage définit le support de la fonction noyau W , et en conséquence l'influence des voisines d'une particule sur le comportement de cette dernière. Nous prenons $h = 1.2\Delta x$ [1]. Parfois cependant, on doit adapter la valeur de h pour garder le même nombre de voisins si les particules sont dispersées :

$$h_a = h \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{\nu}} \quad ([5])$$

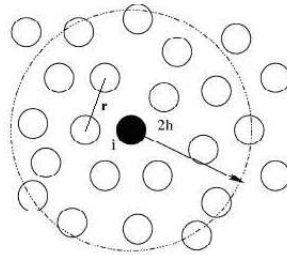


FIG. 2.1 – Schéma du noyau de coupure : chaque particule agit sur les autres sur un rayon de $2h$, avec une pondération fonction de la distance.

Conservation de la masse

Nous écrivons comme suit l'équation de conservation de la masse d'après le formalisme SPH :

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b v_{ab} \cdot \vec{\nabla}_a W_{ab} \quad ([6])$$

où l'on note, pour alléger les notations :

$$\sum_b = \sum_{b=1}^n \quad \text{et} \quad W_{ab} = W(r - r_b, h) \quad ([7])$$

Conservation de la quantité de mouvement

Notre équation à résoudre est la suivante, pour un fluide newtonien :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\vec{\nabla}P}{\rho} \quad ([8])$$

où l'on s'affranchit pour l'instant des termes de viscosité et de gravité.

Après discrétisation, l'équation de conservation de la quantité de mouvement devient :

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{P_a + P_b}{\rho_a \rho_b} \vec{\nabla}_b W_{ab} \right). \quad ([9])$$

En général, nous prendrons la loi d'état suivante pour les fluides quasi-incompressibles :

$$P_a = c^2 (\rho_a - \rho_0). \quad ([10])$$

La nécessité de considérer tous les fluides étudiés comme légèrement compressibles apparaît bien ici. Néanmoins, nous pourrions compenser cette compressibilité en jouant sur la vitesse du son. Par exemple, un nombre de Mach de l'ordre de 0.1 correspond à une compressibilité d'à peu près 1%. Or, les Mach des écoulements considérés dans la suite sont très inférieurs à 1, ce qui équivaut à une très faible compressibilité. On peut donc prendre une valeur de la vitesse du son inférieure à la valeur physique, ce qui augmente la vitesse de calcul.

Viscosité physique

La prochaine étape est la prise en compte de la viscosité physique. Nous devons donc résoudre les équations de Navier-Stokes afin de pouvoir estimer la diffusion visqueuse. Selon le formalisme SPH, nous obtenons l'approximation du terme diffusif :

$$\left(\left(\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \eta \nabla \right) \vec{v} \right)_a = - \sum_b \frac{2}{\rho_a \rho_b} \frac{m_b}{\rho_a \rho_b} \eta v_{ab} \left(\frac{1}{r_{ab}} \frac{\partial W_{ab}}{\partial r_a} \right) \quad ([11])$$

dans le cas d'un fluide newtonien à viscosité constante.

Finalement, pour une formulation SPH complète de l'équation de la dynamique, nous obtenons [9] + [11] :

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_a + P_b}{\rho_a \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} - \sum_b \frac{2}{\rho_a \rho_b} \frac{m_b}{\rho_a \rho_b} (\eta_a + \eta_b) v_{ab} \left(\frac{1}{r_{ab}} \frac{\partial W_{ab}}{\partial r_a} \right) + \rho_a f_a \quad ([12])$$

où $\rho_a f_a$ est le terme de gravité, appliqué au volume fluide.

Cette formulation un peu développée nous permet d'avoir des viscosités différentes pour chaque particule, d'où la capacité à simuler une viscosité apparente locale pour les fluides non-newtoniens.

Autre formulation

Un autre formulation est possible. Avec une équation de conservation de la quantité de mouvement de la forme :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \text{div} \underline{\underline{\sigma}} + \vec{g}$$

nous pouvons exprimer le tenseur des contraintes de Cauchy $\underline{\underline{\sigma}}$ avec

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\mu_{app} \left(\dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{2}\dot{\epsilon}_{kk}\delta_{ij} \right) \quad \text{où} \quad \eta_{app} = \frac{\tau(\dot{\gamma})}{\dot{\gamma}} \quad ([13])$$

Pour une reformulation (Cauchy) SPH complète nous obtenons :

$$\frac{\partial v_a^i}{\partial t} = \sum_b m_b \left(\frac{\sigma_{ii}^a + \sigma_{ii}^b}{\rho_a \rho_b} \right) \frac{\partial W}{\partial x_i} + \sum_b m_b \left(\frac{\sigma_{ij}^a + \sigma_{ij}^b}{\rho_a \rho_b} \right) \frac{\partial W}{\partial x_j}, \quad ([14])$$

écriture équivalente à la première formulation SPH de l'équation de Navier-Stokes (équation [12]). Avec $\dot{\gamma} = \sqrt{2\dot{\epsilon}_{xx}^2 + 2\dot{\epsilon}_{yy}^2 + 4\dot{\epsilon}_{xy}^2}$: le cisaillement en deux dimensions où $\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, les composantes du tenseur des déformations. Au final, on obtient l'approximation SPH suivante :

$$\epsilon_a^{ij} = -\frac{1}{2} \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \left(v_{ab}^i \cdot \frac{\partial W_{ab}}{\partial x_i} \right) \quad ([15])$$

Enfin, l'expression de η dépend du modèle rhéologique utilisé. Si par exemple nous faisons appel au modèle de Herschel-Bulkley que l'on utilise pour les fluides à seuil non-newtoniens :

$$\begin{cases} \text{si } \tau \leq \tau_c & \text{alors } \eta_{app} \rightarrow \infty \\ \text{si } \tau > \tau_c & \text{alors } \dot{\gamma} \neq 0 \text{ et } \eta_{app} = \frac{\tau_c}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^{n-1} \end{cases} \quad ([16])$$

Nous remarquons que si le cisaillement est nul, la viscosité apparente devient infinie. Dans ce cas numériquement impossible, nous devons procéder de la façon suivante en utilisant une viscosité seuil (max) arbitraire (approximation bivisqueuse) :

$$\eta_{app} = \min \left(\frac{\tau_c}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^n, \mu_{max} \right) \quad ([17])$$

Chapitre 3

Le code de calcul SPH du Cemagref

3.1 Présentation générale

Le code utilisé est basé sur celui développé par Philippe Lachamp [1] lors de son travail de thèse achevé en 2003 au Cemagref. Il est développé en langage C. Les premières modifications ont été effectuées en 2006 par Sabahattin Dizdar, stagiaire en MSM. Son travail a été d'une grande importance, puisque grâce à lui, le code est maintenant exploitable beaucoup plus facilement. En effet, le code était à l'origine construit d'un seul bloc. Il est maintenant scindé en plusieurs parties, comportant chacune une étape du calcul.

En comparant les deux versions, on se rend compte que le calcul y a légèrement perdu en rapidité (au profit de la structuration), sans dénaturer les résultats obtenus. Le code SPH est destiné à la modélisation d'écoulements à surface libre, en se basant sur différentes lois de comportement. De par la lourdeur des calculs, et les difficultés à modéliser des parois, les systèmes étudiés sont pour l'instant bidimensionnels. Cependant, sur les rhéologies newtonienne et de Bingham implémentées par Philippe Lachamp, le code offre une bonne précision de calcul, quelle que soit la géométrie de l'écoulement.

Ce code est donc en cours de développement. La structure de calcul est opérationnelle, mais l'interface utilisateur est encore rudimentaire. Les paramètres et les options numériques sont rentrés dans une table Excel, qui répartit les informations dans les fichiers données à l'aide de macros. La première étape de mon

stage fut de comprendre la méthode de calcul, mais surtout le code, au travers de ses différentes parties.

3.2 Description de la structure

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, le code est scindé en plusieurs parties. Normalement, le compilateur fait en sorte que la séparation des différentes parties ne nuise pas à la rapidité d'exécution. Cela dépend du compilateur utilisé, mais les compilateurs récents, même gratuits, sont très performants dans ce genre de tâches. Chaque fonction effectue une action précise, et les routines sont séparées de sorte à améliorer la lisibilité et la prise en main du programme. Dans le programme principal, toutes les fonctions sont réunies dans seulement deux boucles sur toutes les particules, pour limiter les temps de calcul. Nous allons maintenant examiner le code partie par partie, afin de mieux comprendre la structure du calcul. Cette étape me semble essentielle à la compréhension générale, car le code est relativement long, et la méthode SPH m'était complètement inconnue au début du stage. J'ai donc commencé par identifier et organiser les étapes du calcul.

Main : c'est la partie principale du programme. Premièrement, les pointeurs sont déclarés, puis le répertoire de stockage des données est créé. Ensuite, les paramètres de rhéologie et de maillage sont lus et les allocations mémoire sont effectuées. Lorsque toutes ces étapes sont validées, le code lance le placement initial des particules et commence les calculs.

Input : cette fonction extrait à partir de différents fichiers de données les options de calcul (le temps entre deux stockages de données, le schéma numérique, la vitesse du son numérique, etc...), les données relatives au fluide (les dimensions du domaine rempli de fluide à l'origine, les temps caractéristiques de départ, la masse volumique initiale, les paramètres de la loi de comportement, etc...). Ensuite, la fonction lit aussi les options choisies pour la récolte de données, profils (vitesse et pression), ou capteurs (quantité de mouvement, énergie cinétique, nombre de Froude, etc...), à savoir le délai entre deux

stockages, le nombre de points de moyenne, le nombre de profils, capteurs). Enfin, elle calcule le pas d'espace à l'origine, et la longueur de lissage initiale.

Parois : cette fonction place les parois du domaine, et définit pour chaque particule la paroi la plus proche, paramètre qui est utile pour le traitement du comportement à la paroi, qui est un point sensible de la méthode SPH.

Maillage : cette fonction récolte et utilise les informations relatives à la position d'origine. Cette fonction prend en compte les cas où il y a deux fluides en présence (séparés, joints, ou mélangés), une condition de pression hydrostatique au départ. Cette fonction calcule aussi la masse volumique de toutes les particules en fonction de la pression, et finalement les place dans la zone de départ définie par l'utilisateur.

Calcul : cette fonction est appelée dans la boucle de calcul « SPH » effectuée par le programme principal. Elle calcule le pas de temps, fixe le schéma numérique (Euler ou Runge Kutta 2) en fonction des options entrées par l'utilisateur, initialise les capteurs, calcule la longueur de lissage (si elle est variable), calcule la viscosité en fonction des paramètres du modèle physique, et initialise toutes les particules pour le pas de temps suivant.

SPH : cette fonction fait aussi partie de la boucle de calcul. Elle calcule la distance entre les particules, pour pouvoir calculer par la suite les forces d'interaction. Elle calcule aussi la vitesse relative des particules par rapport aux parois, et par rapport aux particules environnantes. Elle effectue les calculs sur les paramètres de sommation SPH, la viscosité numérique, la densité moyenne, et traite le noyau de coupure W . Cette fonction régit le comportement des particules fantômes représentant les parois du domaine, en fonction de la loi de comportement adoptée. Ces particules jouent un rôle important, car le comportement du fluide à la paroi dépend de la façon dont elles sont implémentées.

Final : cette fonction est la dernière de la boucle de calcul. C'est elle qui fixe la loi d'état de la pression (selon les entrées utilisateur), et qui fait les opérations de lissage (pression ou masse volumique). Elle calcule aussi les nouvelles coordonnées, vitesse, et masse volumique des particules à l'instant $t + dt$, et

fait le nécessaire pour la manipulation des parois en cas de périodicité, de pompage, ou de paroi mobile.

Output : cette fonction écrit les résultats dans le fichier prévu à cet effet, avec un intervalle de temps fixé par l'utilisateur. Il écrit la position, la vitesse, la masse volumique, la pression, la masse, la longueur de lissage, le taux de cisaillement, la viscosité, et éventuellement s'il y a deux fluides, duquel il s'agit.

Math : cette fonction contient des fonctions mathématiques utiles au calcul, mais qui ne sont pas présentes dans les bibliothèques utilisées.

Outils : cette fonction stocke les données des capteurs (temps, hauteur, masse, vitesse, pression, quantité de mouvement, énergie cinétique, intégrale de quantité de mouvement et d'énergie cinétique, nombre de Froude) et des profils (vitesse, pression à différentes hauteurs dans l'écoulement).

Sur le schéma 3.1, on peut voir l'organisation générale des différentes routines, ainsi que les boucles effectuées sur celles-ci. En annexe sont décrites les différentes mises à jour effectuées au cours de mon travail.

3.3 La ferme de calcul du Cemagref

Le Cemagref est équipé d'une ferme de calcul située à Clermont-Ferrand. Elle est constituée d'une cinquantaine de machines, organisées en grappes. Le fait de pouvoir l'utiliser m'a permis de diviser mes temps de calcul par quatre, tout en ayant la possibilité de lancer jusqu'à huit simulations en simultané.

Cependant, le changement d'environnement, de XP à Linux, a nécessité quelques remaniements. La partie "main" du programme, contenant les allocations mémoire, ainsi que les appels de procédures, a été grandement modifiée pour changer de plateforme. Le temps que j'ai passé à convertir le code, ainsi qu'à apprendre à utiliser les différents outils relatifs à la ferme a été largement rentabilisé par le gain de temps lors des calculs.

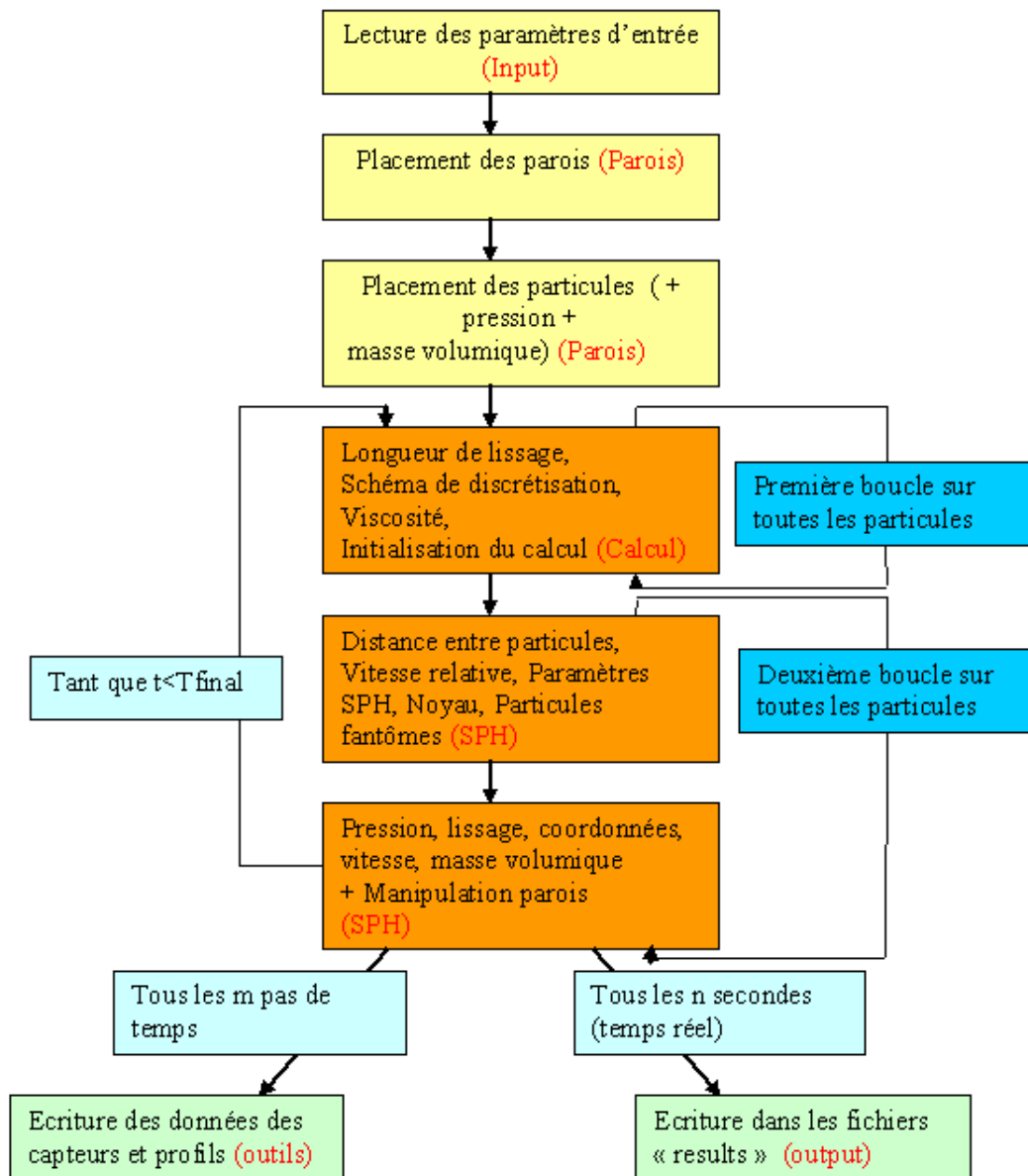


FIG. 3.1 – schéma récapitulatif du code. En jaune, les entrées Utilisateur, en rouge, la partie calcul, en vert les sorties, en bleu foncé les boucles sur les particules, et en bleu clair les paramètres temporels fixés par l'utilisateur.

Chapitre 4

Implementation et Validation de la Loi de Comportement Granulaire

Mon travail au sein de l'unité ETNA du Cemagref a consisté en l'implémentation et la validation d'une loi de comportement de matériaux granulaires pour des écoulements gravitaires rapides dans un code de calcul basé sur la méthode SPH. Cette opération nécessite l'élaboration d'un procédé visant à vérifier toutes les étapes, du codage des entrées à la précision des résultats obtenus. Nous allons introduire ce chapitre par une description des différentes étapes de la démarche entreprise.

4.1 Démarche générale

Le but est d'arriver à terme à simuler des écoulements transitoires avec une rhéologie granulaire. Le code est fonctionnel avec une loi de comportement newtonienne, et une loi de fluide à seuil de type Herschel-Bulkley. La structure du code étant valide, nous allons, au cours de ce travail, nous efforcer de la garder telle quelle.

La démarche adoptée s'est structurée en cinq étapes majeures. Aucune loi incluse dans le code n'est adaptée pour simuler des écoulements granulaires, il va

donc falloir commencer par en implanter une. Nous avons choisi la loi de Pouliquen, qui est à priori plus complète que la loi de Coulomb, habituellement utilisée pour décrire des écoulements granulaires. Ensuite, nous allons étudier les paramètres du code, qu'il faut adapter à chaque loi de comportement, de manière à bien décrire le phénomène. La troisième étape consistera en une première validation sur un écoulement permanent à surface libre, pour lequel nous avons des solutions analytiques. Ces solutions nous sont données dans la littérature. Une fois seulement cette étape menée à bien, nous traiterons des cas d'écoulement transitoires, pour au final les confronter à des résultats expérimentaux. Cette dernière étape nous servira à faire un nouveau calage des paramètres, pour des écoulements qui ne correspondent pas à priori au domaine de validité de la loi de comportement. Ce sera l'occasion pour nous de tester la robustesse de la loi sur des écoulements plus complexes.

4.2 Homogénéisation des Notations et Conventions

Avant toute chose, il faut s'assurer que les notations adoptées dans le formalisme de la loi de comportement implémentée correspondent à celles du code. Souvent, il peut y avoir des différences de notations et de conventions (notamment des problèmes de facteurs) entre les expressions que l'on souhaite incorporer au code. L'exemple que nous allons exposer ici est celui du taux de cisaillement.

Dans l'expression de la loi de comportement établie par Pouliquen, le deuxième invariant du tenseur des taux de déformation, qui est la valeur absolue du taux de cisaillement, est défini ainsi :

$$|\dot{\gamma}| = \sqrt{\frac{1}{2} \dot{\gamma}_{ij} \cdot \dot{\gamma}_{ij}} \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma}_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad ([1])$$

En utilisant la formule liant les taux de cisaillement aux composantes du tenseur des taux de déformation :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{2} \dot{\gamma}_{ij} \quad ([2])$$

on retrouve bien ce qui est implémenté dans le code :

$$|\dot{\gamma}| = \sqrt{\frac{1}{2} (\dot{\gamma}_{xx}^2 + \dot{\gamma}_{yy}^2 + 2\dot{\gamma}_{xy}^2)} = \sqrt{(2\epsilon_{xx}^2 + 2\epsilon_{yy}^2 + 4\epsilon_{xy}^2)} \quad ([3])$$

Pour s'en assurer, on se place dans un cas de cisaillement simple, où $u_x = f(y)$ et $\epsilon_{xx} = \frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial y}$ et donc $|\dot{\gamma}| = 2\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial y}$. La forme générale de la loi est la suivante :

$$\tau_{ij} = 2\eta\epsilon_{ij} = \eta\dot{\gamma}_{ij} \quad ([4])$$

Les expressions du taux de cisaillement et du tenseur des taux de déformations telles qu'elles sont écrites dans le code correspondent à ces conventions d'écriture, ce qui veut dire que les deux écritures sont bien cohérentes entre elles.

4.3 Structuration des entrées utilisateur

Pour implémenter un nouveau modèle rhéologique dans un code, il faut tout d'abord organiser les entrées utilisateurs, afin que le code utilise les données que l'on va lui fournir, par exemple les paramètres de la loi de comportement.

Le code étant déjà complet et opérationnel sur deux lois de comportement, il n'a pas été difficile de créer une fonction d'entrée pour un nouveau cas. Les allocations mémoire des paramètres physiques définies pour des fluides d'Herschel-Bulkley ont été réutilisées pour le cas granulaire, pour éviter la multiplication des variables. Il a donc fallu en amont (dans l'interface utilisateur) organiser les entrées pour ne pas se tromper dans leur utilisation par la suite. Après vérification, cette étape est stable, et nous pouvons passer à l'implémentation de la loi de comportement.

4.4 Conditions d'étude

4.4.1 Configuration de l'écoulement

Nous nous sommes placés dans un cas d'écoulement plan, permanent, à surface libre. Ce genre de configuration est classique pour un écoulement granulaire. Cela correspond à un plan incliné, pris infini dans nos simulations, à l'aide de condi-

tions de périodicité de part et d'autre du domaine. Les conditions de périodicité permettent de reinjecter en amont les particules sorties du domaine en aval, et ce avec les mêmes propriétés (vitesse, pression, viscosité, ordonnée...), de manière à assurer la continuité. L'écoulement est schématisé sur la figure 4.1. Cette configuration permet d'étudier les temps d'établissement et le régime permanent sur une tranche de fluide. Nous prendrons par commodité la hauteur de fluide égale à la longueur de la boîte étudiée. Un premier exemple de résultat de visualisation du domaine fluide est donné en figure 4.2.

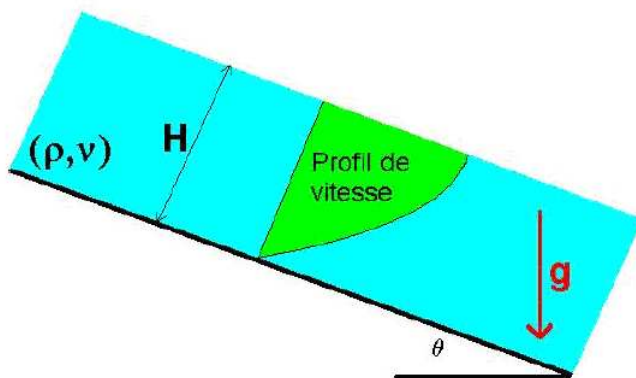


FIG. 4.1 – Schéma de l'écoulement de Poiseuille à surface libre.

4.4.2 Appuis théoriques à la validation - Écoulement en régime permanent avec une rhéologie granulaire

Pour s'assurer de la pertinence de nos résultats, nous allons les comparer aux profils théoriques obtenus pour écoulement de type demi-poiseuille à surface libre en régime permanent déterminés théoriquement par Silbert *et al*, et exposés dans l'article de synthèse du GDR MiDi paru en 2003 [6].

$$\frac{V(y)}{\sqrt{gd}} = A(\theta) \cdot \frac{(h^{3/2} - (h - y)^{3/2})}{d^{3/2}} \quad \text{avec} \quad A(\theta) = \frac{2}{3} \sqrt{\sin \theta} \frac{d}{l}, \quad \text{et} \quad l = \sqrt{\mu(I)} \frac{d}{I} \quad ([5])$$

h étant la hauteur d'écoulement, y la position verticale dans le fluide, θ l'angle du plan incliné avec l'horizontale, d le diamètre des grains, et $\mu(I)$ le coefficient de

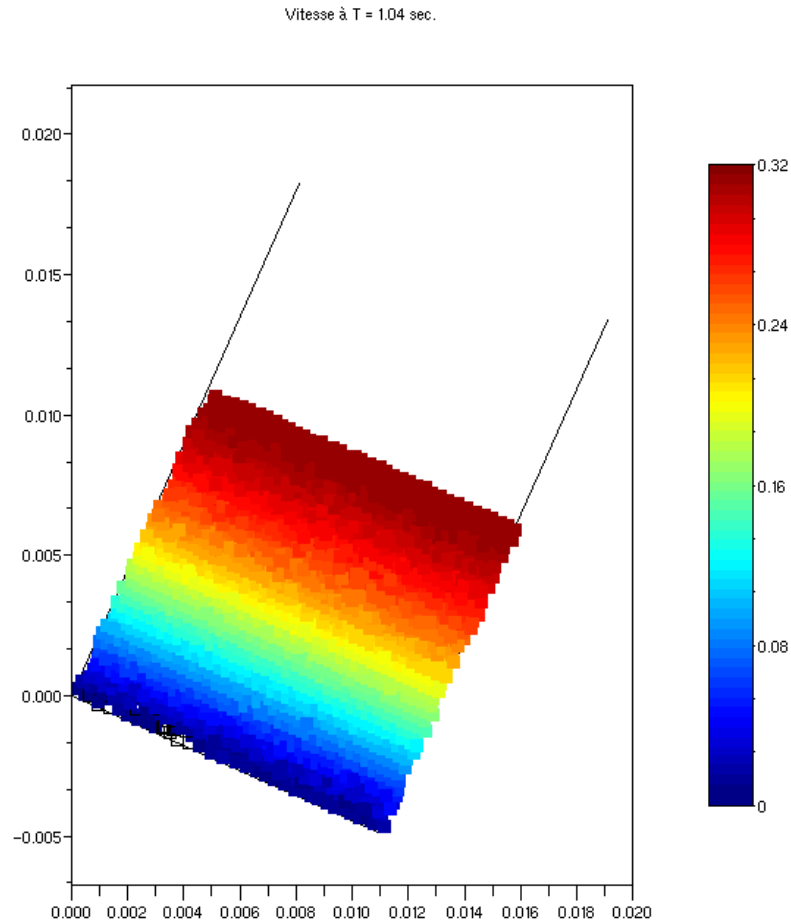


FIG. 4.2 – Exemple de visualisation du champs de vitesse dans le domaine fluide étudié. Vitesse en $m.s^{-1}$.

frottement. Par définition, en régime permanent, l'angle de frottement interne est égal à la pente du plan incliné, et que donc $\mu(I) = \tan \theta$ [4] [6], on peut tracer les profils pour un matériau, un diamètre de grains, un angle, et une hauteur d'écoulement donnés. A noter que le profil obtenu en $y^{2/3}$ est un profil de type Bagnold.

4.5 La Loi de Comportement

Nous avons présenté précédemment la loi de comportement établie par Pouliquen [5], et n'allons pas revenir dessus dans cette partie. Nous allons cependant nous intéresser aux particularités générées par sa formulation, notamment lors de l'initialisation de l'écoulement, et de l'établissement du régime permanent.

Le modèle physique de milieu granulaire de Pouliquen est assez complexe à coder. Plusieurs calculs intermédiaires (nombre d'inertie, coefficient de frottement) sont effectués pour déterminer l'expression de la viscosité apparente, qui dépend du taux de cisaillement et de la pression, en plus des propriétés du matériau. De plus, on trouve des cas singuliers de division par 0 par exemple, qui posent problème lors de l'amorce du mouvement, ou lors de la stabilisation en surface. Il faut pour résoudre ces problèmes trouver des artifices numériques ne gênant pas la physique de l'écoulement.

4.5.1 Départ de l'écoulement

L'initialisation de l'écoulement nous a longtemps posé problème. En effet, la viscosité apparente est proportionnelle à la pression, et est inversement proportionnelle au taux de cisaillement. Or, lorsque le fluide est au repos, le taux de cisaillement $\dot{\gamma} = 0$, et donc la viscosité apparente atteint une valeur infinie, ce qui empêche le déclenchement.

Dès le début, forts de l'expérience acquise sur la loi de comportement de Herschel-Bulkley, nous avons choisi d'initier l'écoulement avec une viscosité constante (formulation bi-visqueuse), ne dépendant ni de la pression, ni du taux de cisaillement, afin d'éviter ces points particuliers.

La première méthode testée consista à fixer cette viscosité constante pendant un certain nombre d'itérations, le temps que le taux de cisaillement atteigne des valeurs comparables à celles que nous pourrions observer en milieu granulaire. Cette méthode s'avéra fortement instable non seulement numériquement, puisque le code supporte difficilement les changements brusques de comportement, mais aussi physiquement, à cause du fait qu'une seule particule à taux de cisaillement

nul peut, de proche en proche, figer tout l'écoulement. Le fait d'initier l'écoulement n'est pas suffisant, et il faut trouver un critère plus général pour stabiliser le calcul.

Pour régler ce problème, nous avons intégré un seuil sur la viscosité. Cette méthode s'apparente à celle mise en œuvre pour la rhéologie de Herschel-Bulkley, à la différence près que le seuil dépend du rapport pression sur taux de cisaillement, et non du taux de cisaillement seulement. En effet, pour un matériau granulaire, la nature discrète et le confinement des grains (donc la pression) vont influencer sur sa capacité de mise en mouvement. Il faut donc en tenir compte dans le critère de transition que l'on va établir.

On se place pour cela à la limite du mouvement. Le fluide a une viscosité limite η_{max} , et subit une contrainte de cisaillement $\tau = \eta_{max}\dot{\gamma}$ correspondant à un fluide newtonien, avec une viscosité assez grande pour que le fluide soit considéré comme quasi-immobile.

Pour que le fluide se mette en mouvement, il faut remplir la condition suivante, établie sur la viscosité η_{num} donnée par la loi de comportement granulaire : $\eta_{num} \leq \eta_{max}$.

Or,

$$\eta_{num} = \frac{\mu(I)P}{\dot{\gamma}} = \frac{\mu(I)P}{\tau}\eta_{max} \quad \text{au départ.} \quad ([6])$$

Maintenant, il subit les contraintes suivantes (équations d'équilibre) :

$$\begin{cases} \tau = \rho g \sin \theta (h - y) \\ \sigma = \rho g \cos \theta (h - y) = P \end{cases} \quad ([7])$$

De ce fait, la condition de déclenchement devient :

$$\mu < \frac{\tau}{\sigma} = \tan \theta, \quad ([8])$$

condition classique de la loi de Coulomb. On trouve la même chose pour la loi de Pouliquen, avec un coefficient de frottement μ dépendant de I , le nombre d'inertie. Pour mémoire, on rappelle que I est proportionnel à $\frac{\dot{\gamma}}{P} = \frac{\tau}{\eta_{max}\sqrt{P}} = \frac{\tan \theta \sqrt{P}}{\eta_{max}}$, donc au final, I est proportionnel à \sqrt{P} durant la phase de déclenchement. On peut donc

prendre comme critère d'écoulement :

$$\begin{cases} \text{si } \frac{\mu_s P}{\dot{\gamma}} \geq \eta_{max} & \text{alors } \eta_{num} = \eta_{max} \\ \text{si } \frac{\mu_s P}{\dot{\gamma}} < \eta_{max} & \text{alors } \eta_{num} = \frac{\mu(L)P}{\dot{\gamma}} \end{cases} \quad ([9])$$

μ_s étant la valeur minimale du coefficient de frottement. Ainsi, pour un profil de pression donné (lorsque le taux de cisaillement est assez élevé), s'étant établi en comportement newtonien, l'écoulement va s'engager suivant la loi de comportement établie par Pouliquen. On évite ainsi grâce à cette approximation de l'arrêt à viscosité élevée et à cette formulation de la transition les problèmes liés au cisaillement nul au départ de l'écoulement. Sur la figure 4.3 on peut voir les premiers instants d'un écoulement au travers de la propagation du mouvement.

4.5.2 Etablissement du régime permanent

Les problèmes liés au départ étant réglés, il faut maintenant s'assurer que la solution converge bien vers la solution théorique. Pour cela, il faut que les pressions, taux de cisaillement, coefficients de frottement soient corrects, pour espérer obtenir des viscosités apparentes convenables, et ainsi converger vers le profil de vitesse théorique.

De par l'interdépendance des différents paramètres, la loi de comportement de Pouliquen peut générer certaines instabilités. On se rend compte de cette propriété en faisant le parallèle entre les différentes lois implémentées dans le code.

Dans une loi de comportement newtonienne, la viscosité est constante. Le taux de cisaillement (resp. le profil de vitesse) se développe de manière linéaire (resp. parabolique). La stabilité est confortée par cette non-dépendance entre ces paramètres.

Pour un fluide à seuil de contrainte, c'est un peu plus compliqué. La viscosité dépend du taux de cisaillement, et l'écoulement ne s'engage que si une certaine contrainte seuil est dépassée. Cette dépendance ne gêne pas en pratique la convergence du calcul, mais ajoute un paramètre en plus pour la détermination du profil de vitesse.

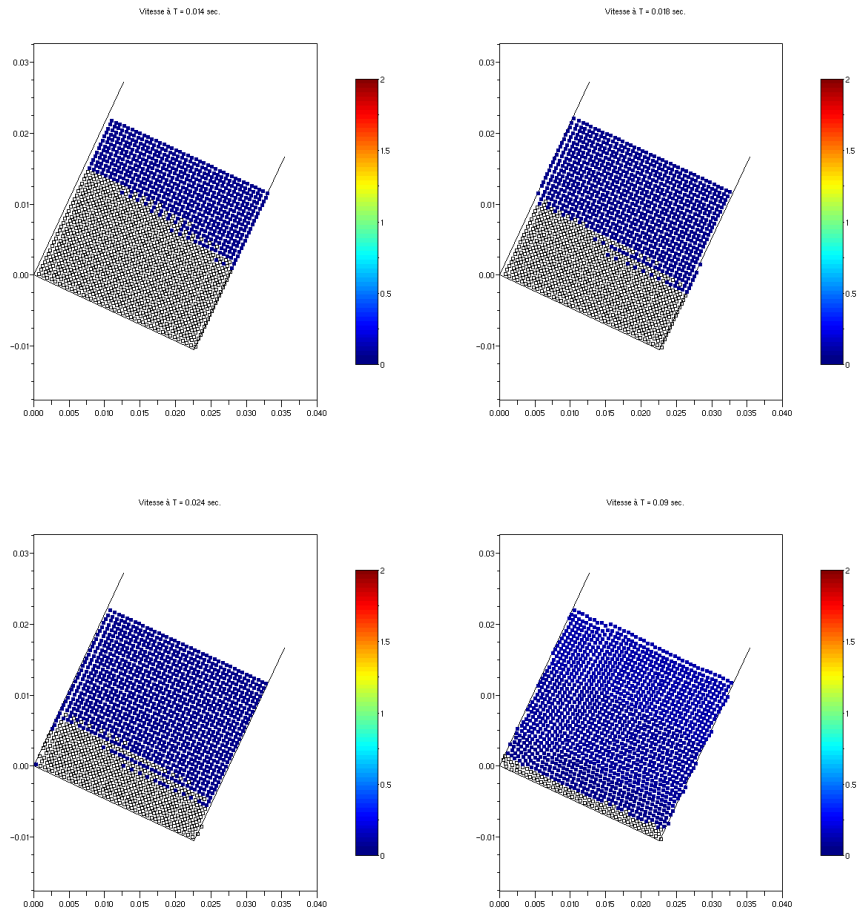
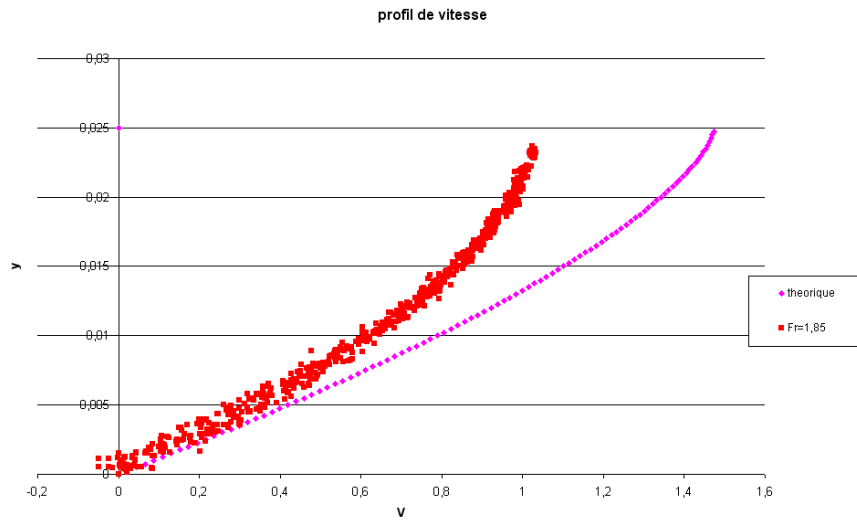


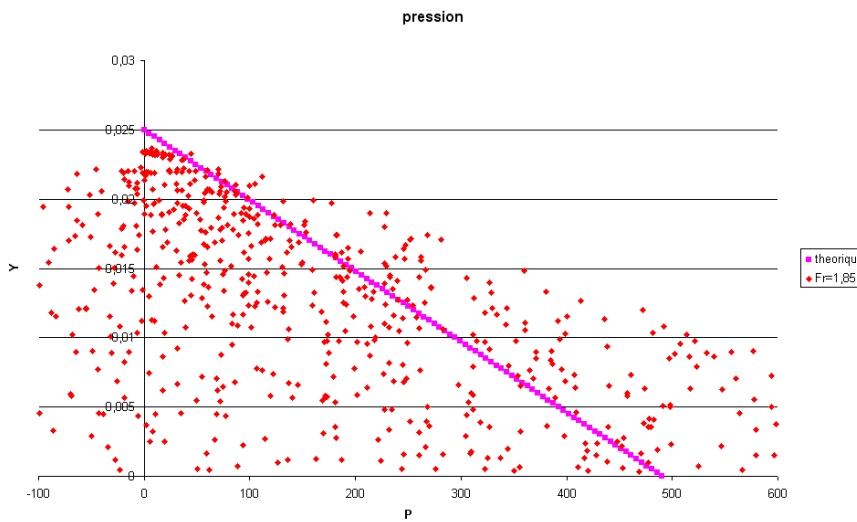
FIG. 4.3 – Mise en mouvement du fluide dans les premiers instants de l'écoulement. Champs de vitesse en $m.s^{-1}$. On voit à travers l'évolution du profil de vitesse que l'écoulement se déclenche partir de la surface libre, de par le critère d'écoulement que l'on a établi.

Avec un fluide granulaire, on voit apparaître une influence mutuelle entre la viscosité, la pression, et le taux de cisaillement. Une mauvaise estimation de la pression peut mener à des divergences sur la viscosité, qui à leur tour vont déstabiliser le taux de cisaillement. Le calcul de la pression est justement une des lacunes de la méthode SPH.

Le profil de pression fut donc le premier mis en cause. La dispersion des valeurs de pression gêne la convergence de la solution. Les résultats obtenus sont exposés sur la figure 4.4. Le fait de prendre une loi d'état thermodynamique fluide



(a)



(b)

FIG. 4.4 – (a) : Profil de vitesse en régime permanent uniforme en demi-poiseuille plan , (b) : profil de pression associé. Comparaison au profil théorique. Dans ce cas, la pression est particulièrement dispersée, à lissage faible, nombre de Froude élevé.

$P = c^2(\rho - \rho_0)$ pour calculer la pression au sein d'un milieu granulaire peut paraître mauvais, et d'autres possibilités existent. Il est donc envisageable si les problèmes persistent de calculer la pression autrement.

Nous avons donc testé cette loi sur une configuration identique à celle de nos simulations, mais à pente nulle, à l'arrêt. Nous étudions donc une tranche de canal, avec des conditions de périodicité aux parois amont et aval du domaine, remplie d'un matériau granulaire, dont les propriétés (η_{max}) et l'épaisseur vont varier suivant la simulation.

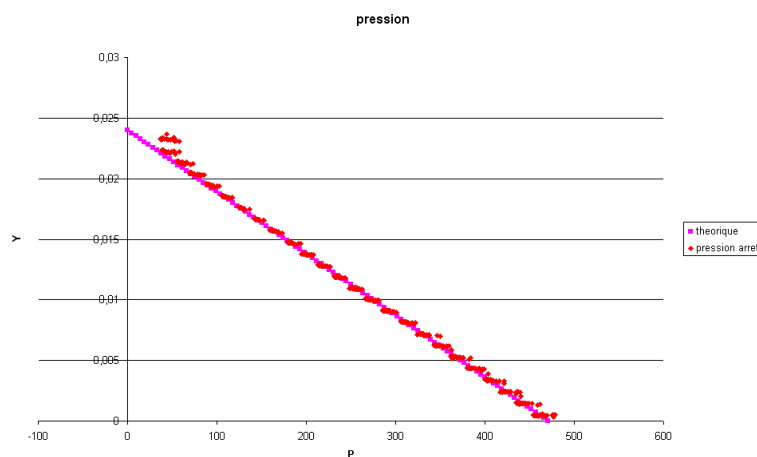


FIG. 4.5 – Profil de pression à l'arrêt, avec un seuil de viscosité de $500 Pa.s$. Comparaison au profil théorique.

Les résultats sont très corrects pour la loi d'état et les paramètres que nous utilisons, on peut le voir sur la figure 4.5. Le profil de pression est compact, et corrélé avec la théorie. La viscosité reste égale au seuil de $500 Pa.s$, puisque le taux de cisaillement est nul, et les valeurs des différents paramètres de la loi (I et $\mu(I)$) sont stables. Les résultats à l'arrêt étant bons, nous choisissons de conserver cette loi.

Nous avons cherché un moyen de stabiliser le profil de pression en écoulement. Nous avons donc effectué un lissage relativement fréquent sur la masse volumique. Cela n'étant pas suffisant, nous avons implémenté une nouvelle fonction de lissage sur la viscosité. Cette méthode paraît un peu drastique, mais elle est très justifiable, du fait que l'on observe une grande dispersion des valeurs de la viscosité, soumises à de grandes variations. Nous avons donc appliqué ce lissage le plus souvent possible, soit toutes les itérations (voir section 4.6.4).

L'écoulement nous fournit à ce stade une solution stationnaire, mais nous n'avons pas obtenu tout de suite convergence vers la solution analytique.

Le profil de pression pose toujours problème. Il est encore relativement dispersé, et les lissages ne changent quasiment rien. En observant l'évolution des particules dans l'écoulement, on se rend compte que leur mouvement est fortement désordonné. Ce type de régime est fortement instable. Cela ressemble à un régime gazeux, et les grains se percutent entre eux, dissipant de l'énergie non seulement en frottement, mais aussi par élasticité lors des chocs. La loi de Pouliquen atteint ses limites avec ce régime. Elle a été établie en régime frictionnel, régime dans lequel les grains ont un mouvement parallèle les uns par rapport aux autres, et où seul le frottement solide dissipe l'énergie. Aucune loi n'est capable de décrire le régime collisionnel et le régime frictionnel avec la même formulation. Ce sont deux états complètement distincts, différenciables par l'évolution des grains dans l'écoulement.

4.5.3 Stabilité de l'écoulement

Yoél Forterre [9] a effectué une étude de stabilité sur cette loi de comportement avec les équations de Saint-Venant, et a déterminé un nombre de Froude critique de 0.62 en dessus duquel des instabilités apparaissent. Il a en parallèle validé ces calculs sur des expériences sur plan incliné.

Après calcul, la configuration initiale de notre écoulement nous donnait un nombre de Froude égal à 2.3. Visuellement, on se rend compte que l'on ne peut pas suivre une particule dans l'écoulement, tant l'écoulement est chaotique, comme on peut le voir sur la figure 4.6. Nous avons donc diminué l'inclinaison du canal et réduit l'épaisseur d'écoulement jusqu'à obtenir des nombres de Froude inférieurs à 0.62. Dans un écoulement à surface libre, c'est une manière directe de modifier le nombre de Froude. Nous avons alors une épaisseur de 1.2cm, pour une pente de 23°.

Dans cette configuration, on converge vers la solution analytique à 80% comme on peut le voir sur les graphiques des figures 4.7 et 4.8. Notons donc l'importance du nombre de Froude pour la stabilité de l'écoulement. Si nous nous sommes placés en dessous du nombre critique établi par Y. Forterre, nous ne savons pas si ce nombre reste le même dans nos simulations. Il serait intéressant de déterminer sa valeur. Nous avons commencé une étude, et il semblerait que les écoulements soient encore

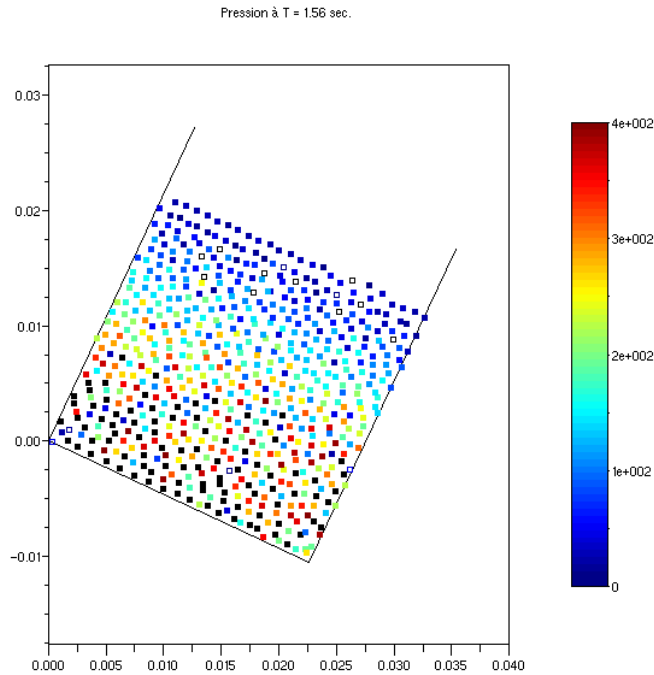


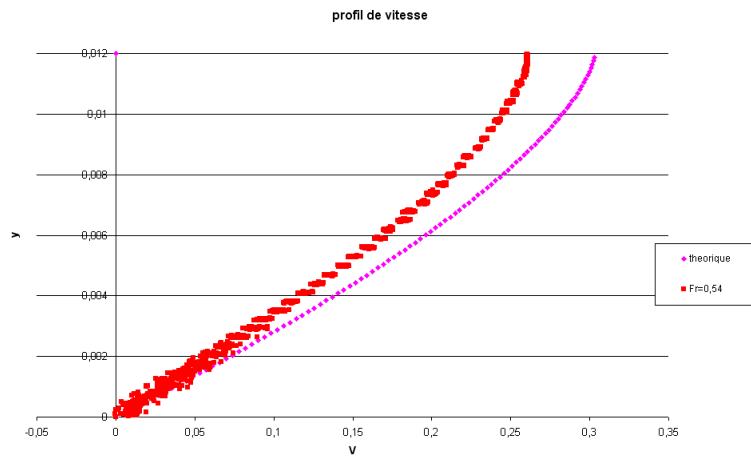
FIG. 4.6 – Champs de pression en régime permanent uniforme en demi-poiseuille plan pour $Fr = 2.3$. Mise en évidence d'un nombre de Froude supercritique.

stables pour un nombre de Froude de 0.667. Un travail de prospection, que je n'ai pu effectuer faute de temps, serait à envisager.

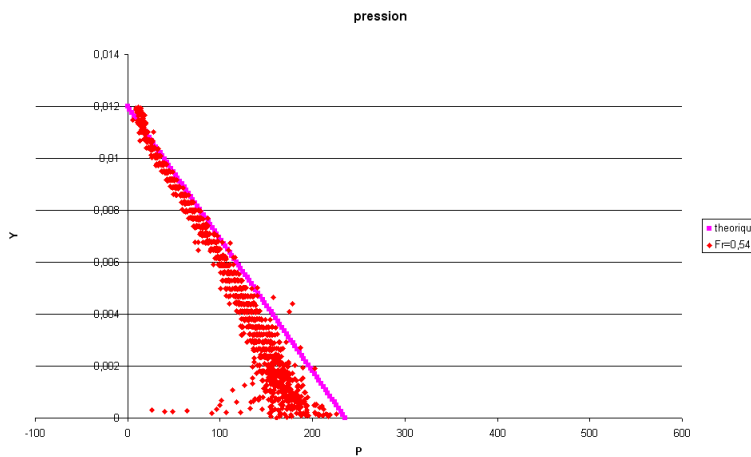
Dans ces conditions, l'écoulement ne développe pas d'instabilités, mais le profil n'est pas encore satisfaisant. Des imperfections au niveau des parois subsistent. La prochaine étape va consister à s'intéresser au comportement des particules fantômes.

4.5.4 Comportement à la paroi

Comme nous l'avons dit précédemment, la méthode SPH est à l'origine conçue pour étudier des problèmes d'astrophysique, qui de fait ne sont bornés par aucune limite physique. Se pose donc un obstacle de taille dans la modélisation. Cette méthode étant conçue et pensée sans parois, il faut trouver un moyen d'en incorporer, sans pour autant modifier la méthode. La meilleure solution semble la suivante.



(a)

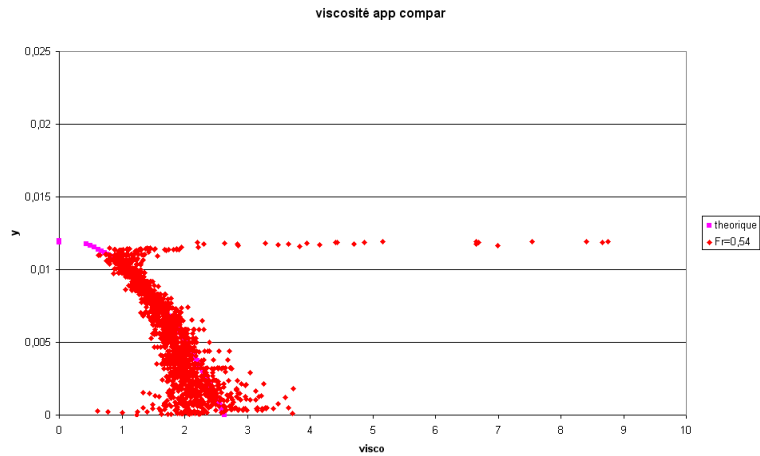


(b)

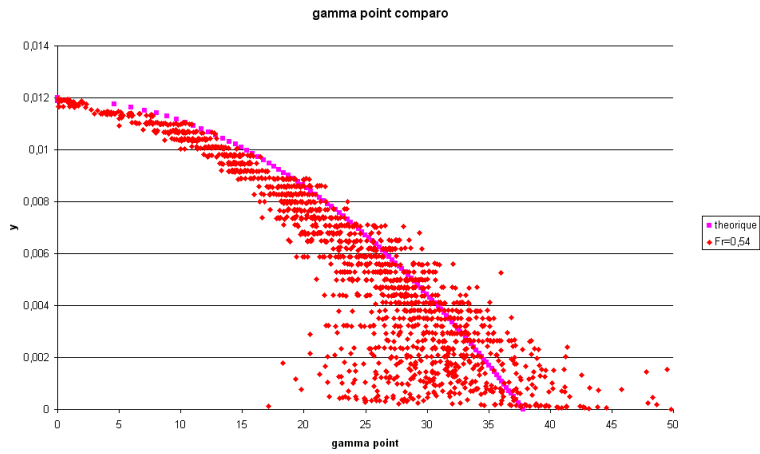
FIG. 4.7 – (a) : Profil de vitesse en régime permanent uniforme en demi-poiseuille plan pour $Fr = 0.54$ ($H = 1.2\text{cm}$, $\theta = 23^\circ$), lissage sur la viscosité toutes les itérations, et toutes les 3 itérations sur la pression, (b) : profil de pression associé. Comparaison au profil théorique

Philippe Lachamp [1] a utilisé des particules fantômes, qui, choisies rigides et en contact direct avec le fluide, font office de parois. Certes, elles utilisent un peu de mémoire, mais elles sont très efficaces. Le tout est maintenant de déterminer une loi de comportement cohérente, de façon à ce qu'il y ait bien adhérence à la paroi.

Pour assurer une condition de non-glissement à la paroi, il suffit de donner à chaque particule une vitesse opposée à sa symétrique réelle, de façon à ce que les



(a)



(b)

FIG. 4.8 – (a) : Profil de viscosité en régime permanent uniforme en demi-poiseuille plan pour $Fr = 0.54$, lissage sur la viscosité toutes les itérations, et toutes les 3 itérations sur la pression, (b) : taux de cisaillement associé. Comparaison au profil théorique

vitesse s'annulent à la frontière par extrapolation (figure 4.9). Ce sont les lois de comportement du matériau et des particules fantômes qui vont régir les profils de pression et de vitesse de part et d'autre de la paroi.

Un problème supplémentaire se pose : il faut arriver à bien représenter la pression et la viscosité, afin d'assurer la continue dérivabilité à la paroi (figure 4.10). Pour la pression, le problème est le même quel que soit la nature du fluide, et il a

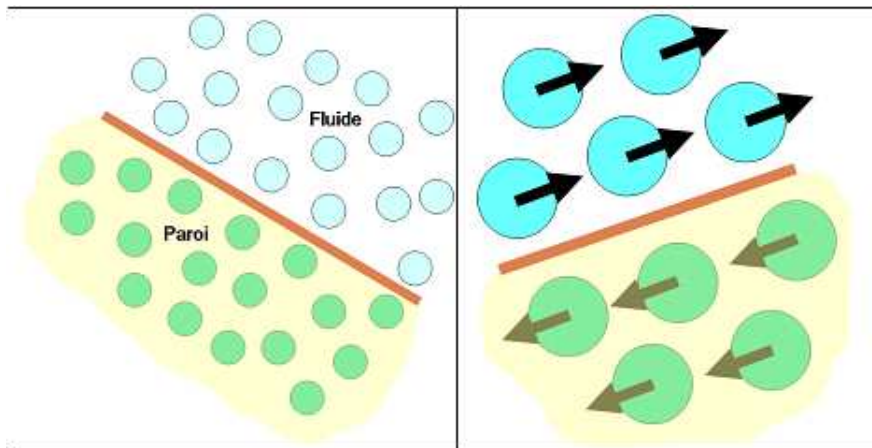


FIG. 4.9 – Vitesse des particules réelles et fantômes à proximité de la paroi (Lachamp, 2003)

été traité par Philippe Lachamp au cours de sa thèse [1]. Chaque particule fantôme a une pression égale à celle de la particule réelle correspondante, et l'on y ajoute une composante hydrostatique, ce qui suffit à assurer la continuité à la paroi. En revanche, la viscosité des particules fantômes est un cas particulier à chaque loi de comportement.

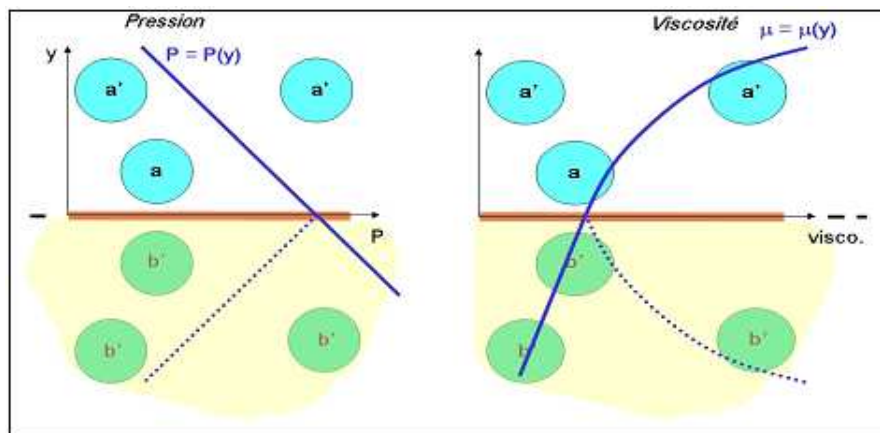


FIG. 4.10 – profils de pression et de viscosité de part et d'autre de la paroi (Lachamp, 2003)

Selon la loi de Pouliquen [5], la viscosité dépend de la pression et du taux de cisaillement. Il faut de ce fait adapter les valeurs du taux de cisaillement des particules réelles aux fantômes correspondantes. Pour cela, on corrige la valeur

du taux de cisaillement avec une valeur moyenne du gradient de vitesse entre la particule réelle et la paroi.

Le but est de parvenir à assurer la continue dérivabilité à la paroi, en évitant la rupture de pente du taux de cisaillement en fonction de la profondeur à la traversée de la paroi. Le taux de cisaillement des particules fantômes est exprimé ainsi [1] :

$$\dot{\gamma}_{ghost} = \dot{\gamma}_{reel} + \Psi \frac{V_d}{d} \quad ([10])$$

En ajustant le paramètre empirique ψ , on limite alors la discontinuité à la paroi. Le but est après de caler le modèle avec la meilleure valeur.

Nous avons donc effectué une série de tests sur ce coefficient, en le faisant varier entre 0 et 0.4. Après analyse, il en ressort que pour un matériau granulaire, la meilleure valeur semble être comprise entre 0 et 0.1. Pour un fluide de type Herschel-Bulkley, Philippe Lachamp préconise la gamme 0.2 – 0.3. Cela varie selon la loi de comportement que l'on utilise.

D'autre part, du fait de la discontinuité des parois, quelques particules fluides vont parfois sortir du domaine par un angle, ou directement à travers une surface plane. Il faut donc réinjecter dans le domaine les particules qui en sortent par erreur. Certaines vont aussi rester collées à la paroi, à cause de la condition d'adhérence telle qu'elle est codée ici. Il faut donc tenir compte de ces différents problèmes pour faire une bonne simulation. Une fonction est prévue à cet effet dans le code, de manière à réinjecter les particules sortantes dans le domaine.

Les simulations donnent de bons résultats, mais quelques points sensibles demandent un traitement particulier, comme le seuillage de certaines grandeurs.

4.5.5 Seuillage des différentes valeurs

Pour éviter le plus possible les aberrations numériques telles que les divisions d'un nombre nul par un nombre nul, responsables de grandes variations, nous avons du seuiller certaines valeurs. Ce genre de cas particulier peut arriver en surface. Lors du calcul de la viscosité, qui fait appel au rapport $P/\dot{\gamma}$, le taux de cisaillement et la pression tendent vers 0.

Pour éviter les grosses divergences observées sur le calcul de la viscosité en surface (figure 4.8), nous avons choisi d'éliminer la dépendance au taux de cisaillement en surface grâce aux considérations suivantes :

Lorsque l'on renverse l'expression de I_0 , on obtient :

$$I = I_0 \frac{\tan \theta - \mu_s}{\mu_2 - \tan \theta} \text{ et } I = \frac{\dot{\gamma} d}{\sqrt{P}} \sqrt{\rho_s} \quad \text{d'où} \quad \frac{\sqrt{P}}{\dot{\gamma}} = \frac{d \sqrt{\rho_s}}{I} \quad ([11])$$

On exprime alors la viscosité apparente en fonction de P seulement :

$$\eta = \frac{\mu(I) \cdot P}{\dot{\gamma}} = \mu(I) \frac{d \sqrt{\rho_s}}{I} \sqrt{P} \quad ([12])$$

Or, en regime permanent,

$$\mu(I) = \tan \theta \quad \text{d'où} \quad \eta = \tan \theta \frac{d \sqrt{\rho_s}}{I} \sqrt{P} \quad ([13])$$

Le fait d'éliminer la dépendance en $\dot{\gamma}$ permet de mieux contrôler le comportement à la surface. On applique cette correction lorsque la condition double $P < 1Pa$ et $\dot{\gamma} < 0.1s^{-1}$ est remplie.

4.6 Choix des Paramètres et Considérations Numériques

Durant mon stage, autant lors de mes premiers tests sur le code, que dans la validation de la loi de comportement granulaire, j'ai été amené à faire un certain nombre d'études paramétriques. Je vais dans cette partie exposer les différents résultats que j'ai pu en extraire. Ces études ont bien entendu été guidées par les besoins du projet global, et ne concernent donc pas systématiquement toutes les options numériques disponibles. Certaines modifications apportent des améliorations notables au résultat, d'autres moins, mais le bon déroulement et la pertinence du calcul dépendent de l'ensemble des choix que l'on fait dans le prétraitement. Il parait donc nécessaire de connaître l'influence de chacune des options que l'on va utiliser.

4.6.1 Le Pas de Temps

La résolution des équations de Navier-Stokes est purement explicite, comme dans beaucoup de méthodes numériques, ce qui impose de grosses restrictions au niveau du pas de temps. Les conditions de stabilité sont issues des conditions *CFL* (Courant, Friedrich, Levy) [7]. La condition est basée sur le modèle classique d'une méthode de différences finies à résolution explicite.

Le pas de temps est fixé par la relation :

$$\Delta t \leq K \min \left(\frac{h}{c}, \frac{h^2}{\mu}, \min_a \left(\left(\frac{h}{f_a} \right)^{0.5} \right), \min_a \left(\frac{const}{\nabla \cdot \rho_a \vec{v}_a} \right) \right) \text{ avec } K \leq 0.25 \quad ([14])$$

Classiquement, on a une relation du type : $\Delta t \leq 0.25 \frac{h}{c}$. Cette relation reste valable si l'écoulement est assez rapide. Cependant, du fait de la faible valeur de la vitesse du son numérique que nous allons devoir choisir (pour accélérer les calculs), la compressibilité du fluide reste relativement marquée. On rajoute donc une deuxième condition qui contraint la variation de masse volumique à rester en-deçà d'une certaine valeur constante sur un pas de temps, que l'on fixe à $1 = \frac{\rho_0}{1000} = const$ par défaut [1]. Cependant, on peut faire varier cette valeur pour contrôler les variations de masse volumique (*i.e* la compressibilité), et ainsi ajuster le calcul de la pression (cf. section 4.6.2).

On s'aperçoit vite que dans certains calculs, où des chocs peuvent apparaître au sein de l'écoulement (changement brusque des propriétés physiques ou dynamiques), la constante *const* va jouer un rôle important, lorsque le dernier terme va devenir prépondérant sur les autres. On remarque alors qu'en faisant varier la valeur de *const*, on influe un peu sur la compressibilité du calcul, en plus des effets que cela peut avoir sur le pas de temps. Par exemple, pour une rupture de barrage, la meilleure valeur de cette constante (*i.e* où l'on a le moins de compressibilité) semble être plus proche de 5 (elle est fixée d'origine à 1, soit à peu près $\frac{\rho_0}{1000}$). Il est assez facile dans une configuration de régime permanent de vérifier la conservation du volume de la configuration de départ à l'arrivée. Il s'agit donc de bien choisir cette constante. Cette option n'est cependant pas accessible par l'interface utilisateur, il faut donc modifier le code à la source, dans la fonction qui calcule le pas de temps.

Le troisième terme de l'expression en $\left(\frac{h}{f_a}\right)^{0.5}$ reprend les forces extérieures. En pratique, la plupart de nos écoulements étant relativement lents à s'établir, ce terme n'a pas grande importance. En revanche, pour des ruptures de barrages, où des écoulements aux transitions rapides, il sera pris en compte dans le calcul du pas de temps.

Pour des écoulements classiques (non turbulents, ni trop rapides, ni trop visqueux), c'est le premier terme en $\frac{h}{c}$ qui prédomine. Pour des simulations au maillage plus fin, ou au fluide plus visqueux, le terme en $\frac{h^2}{\mu}$ va régir le pas de temps. Le choix des dimensions du noyau, ainsi que le placement initial des particules vont influencer sur ces deux conditions. Cela signifie qu'en diminuant les dimensions du domaine, sans pour autant diminuer le nombre de particules, on va diminuer le pas d'espace, et donc diminuer le pas de temps. Il faut donc bien avoir en tête que l'on ne fixe pas le pas d'espace directement, mais le nombre de particules : il faut donc adapter ce paramètre au niveau de précision que l'on souhaite obtenir (cf. section 4.6.5).

4.6.2 Traitement de la Pression

Le traitement de la pression est un des points faibles de la méthode SPH. Il est nécessaire de considérer une légère compressibilité du fluide. Il faut prendre une équation d'état qui lie la pression à la masse volumique. La masse volumique est calculée à partir d'une masse affectée à la particule, ramenée à un volume, relatif à l'espace entre la particule et ses voisines. Certaines améliorations ont été apportées au formalisme, donnant naissance à la « Incompressible SPH » [12], mais cela implique une résolution semi-implicite, ce qui nécessiterait de grandes restructurations dans le code actuel¹.

La loi d'état que nous adoptons dans tous les cas est la suivante :

$$P = c^2 (\rho - \rho_0) \tag{[15]}$$

où c est la vitesse du son, et ρ_0 la masse volumique initiale.

¹la méthode SPH Compressible est cependant très utilisée pour sa simplicité de mise en œuvre et son efficacité.

Nous verrons dans la section 4.6.3 que l'on peut contrôler cette compressibilité. La manière la plus directe découle de cette loi d'état. Dans cette loi, on voit bien que pour une variation de pression donnée, plus on augmente la vitesse du son, plus les variations de masse volumique vont être faibles.

Cette loi d'état donne de bons résultats dans la plupart des cas. Même s'il est difficile d'obtenir un profil de pression sans dispersion, les profils de vitesse sont assez compacts, de par la dynamique globale de l'écoulement. La dispersion constatée dans les valeurs de la pression est due au fait que contrairement aux méthodes de volumes finis, on ne décale pas le calcul de la pression sur le maillage par rapport à celui de la vitesse. Il est de plus impossible d'introduire un schéma correcteur (du type SIMPLEC) au formalisme SPH. Ici, on doit calculer la pression et la vitesse sur chaque particule, c'est ce qui rend la correction de la pression par la vitesse peu évidente, et le lissage essentiel pour espérer des résultats stables (voir section 4.6.4).

4.6.3 La Vitesse du Son Numérique

La vitesse du son est un paramètre important, de par le fait qu'elle intervient en grande partie dans la détermination du pas de temps, mais aussi dans la loi d'état de la pression. Il faut donc la choisir judicieusement. Sabahattin Dizdar, stagiaire en 2006, a déjà étudié ce paramètre en détail [11]. Rappelons ici que la vitesse du son est dans l'eau d'environ $1500m.s^{-1}$. Prendre cette valeur réelle conduirait à des temps de calcul très élevés. Il faut donc arriver à jouer sur cette valeur, pour avoir toujours un bon rapport entre temps de calcul et précision de résultat.

Un facteur à ne pas négliger est la stabilité du calcul. En effet, avec une vitesse du son trop faible, le calcul pourrait souffrir d'un pas de temps trop grand (limité par $\frac{h}{c}$), et serait finalement ralenti par les problèmes de stabilité.

Le réglage de la vitesse du son est donc sur cet aspect une étape importante du prétraitement.

La vitesse du son numérique doit être assez élevée pour limiter les problèmes liés à la compressibilité [1]. En la modifiant, on joue sur le nombre de Mach (un nombre de Mach de 0.1 équivaut à une compressibilité de 1%). Il faut qu'il soit le

plus petit possible pour éliminer au maximum la compressibilité. En général, pour obtenir un résultat acceptable, il faut fixer la vitesse du son à au moins 20 fois la vitesse du fluide. Pour plus de stabilité, nous prendrons parfois jusqu'à un facteur 100 entre la vitesse du fluide et celle du son. C'est donc le rapport entre la vitesse d'écoulement et la vitesse du son, le nombre de Mach, qui est déterminant. Cette caractéristique découle directement de la loi d'état de la pression, mais se retrouve aussi dans le calcul du pas de temps.

4.6.4 Longueur et Fréquence de Lissage

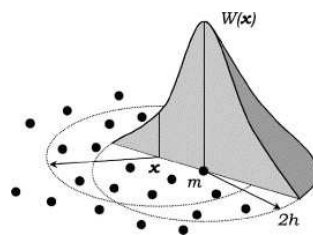


FIG. 4.11 – Schéma du noyau W et du type de pondération de la moyenne en fonction de la distance au centre

Le lissage est un point central dans la méthode SPH. Le calcul de la pression étant problématique, il faut opérer à un lissage de cette valeur, afin d'éviter la divergence du calcul. Cette pratique, caractéristique de la méthode (d'où le terme « Smoothed »), est basée sur une moyenne glissante de la grandeur à lisser, sur un noyau dont la taille est par défaut celle du noyau de calcul des forces. On attribue à chaque particule la valeur moyenne de son noyau pondérée par une fonction de l'éloignement par rapport au centre du noyau. Cela permet de niveler les valeurs, et ainsi de rendre les profils de pression plus homogènes. La longueur et la fréquence de lissage ont été longuement discutées lors de notre étude, et nous allons rappeler dans cette section les caractéristiques générales du lissage.

Le lissage sert à homogénéiser les valeurs d'une grandeur (en l'occurrence la pression ou la masse volumique, puis la viscosité), afin de limiter les instabilités. Il faut cependant adapter la fréquence. Une fréquence trop faible ne permet pas d'obtenir de bons résultats, mais à l'inverse, une fréquence trop élevée risque de mo-

difier les calculs, bridant les variations des grandeurs. Lors d'un choc, par exemple, si on lisse trop fréquemment, on risque de modifier les caractéristiques de l'écoulement, et donc de fausser le calcul. Il faut donc lisser le moins souvent possible, pour pouvoir rendre compte correctement des évolutions rapides des propriétés de l'écoulement. En pratique, nous avons choisi de lisser la masse volumique, car ce lissage est effectué en amont du calcul de la pression, ce qui nous a paru plus pertinent dans notre cas.

Cela ne change pas de manière radicale les résultats. Cueille [8] fixe la fréquence de lissage à toutes les itérations pour un calcul d'échange fluide. Il a décrit les petites échelles de turbulences, avec tout de même un lissage fréquent, sans risquer de les moyennner avec les grosses. Il faut donc adapter la fréquence à la variabilité des grandeurs.

En parallèle, on peut aussi ajuster la taille du domaine sur lequel on effectue le lissage autour de la particule. Lorsque l'on fait une étude bidimensionnelle, on prend généralement une valeur de la longueur de lissage égale à 1.2 fois le pas d'espace, pour s'assurer d'avoir environ 21 particules voisines [1]. En modifiant cela, il faut prendre en compte la variation de la grandeur lissée, et faire attention à ne pas considérer dans le lissage une zone trop grande, où les écarts de valeurs seraient trop importants. La meilleur valeur de cette longueur semble être celle utilisée dans le calcul des forces, qui prend en compte l'interaction entre la particule traitée et celles comprises dans son noyau. Les particules incluses dans ce noyau influent déjà sur la particule correspondante, donc il paraît cohérent de conserver la même taille.

On peut éventuellement réduire cette longueur, mais par contre l'augmenter est plus contestable. Nous avons tout de même choisi de prendre une longueur de lissage plus grande sur la viscosité, mais les variations de viscosité d'une particule à l'autre étant très importantes, ce n'est pas trop gênant.

Sur la figure 4.12 sont exposés les principaux résultats de l'influence de la fréquence de lissage. Nous avons testé toutes les fréquences entre une et huit itérations, mais l'on peut se rendre compte des différences majeures sur trois d'entre elles. On remarque que pour un lissage toutes les six itérations, le profil de pression est très éloigné du profil théorique. Les deux autres sont bien meilleurs. Notre choix s'est porté sur un lissage toutes les trois itérations pour deux raisons. La première,

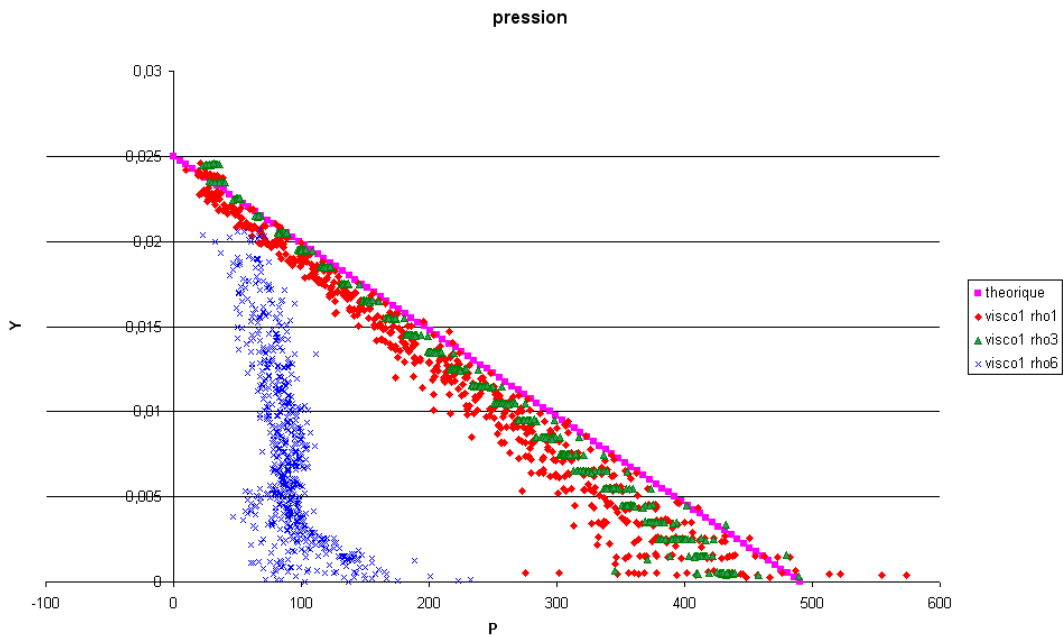


FIG. 4.12 – Profils de pression dans un écoulement permanent générés pour plusieurs fréquences de lissage - Profil théorique hydrostatique.

comme nous l'avons dit plus haut, est que l'on veut éviter de lisser trop souvent les valeurs, pour ne pas fausser le calcul. La deuxième raison est que pour un lissage plus fréquent que ce dernier, la fréquence et l'efficacité du lissage deviennent trop importantes par rapport aux variations de masse volumique. A termes, le lissage moyenne les valeurs de la masse volumique sur toute la hauteur. Comme la pression est directement liée aux variations de masse volumique, on obtient dans ce cas une valeur constante de la pression dans tout le fluide. Il faut donc éviter ce phénomène aussi.

Au final, nous choisissons de lisser toutes les trois itérations sur la masse volumique, ce qui permet de limiter les dispersions du profil de pression, et donc de favoriser la convergence de la solution. On lisse en parallèle toutes les itérations sur la viscosité, qui subit de grandes variations.

4.6.5 Le Nombre de Particules et le Pas d'Espace

Le nombre de particules, ou la finesse du maillage, est, dans toute simulation numérique, un paramètre primordial. Plus on augmente le nombre de particules, plus notre calcul va être précis.

Pour un écoulement à surface libre, il faut prévoir au moins 5 particules dans la couche cisailée, pour la décrire correctement. Par conséquent, en proportions, il faut au moins 30 particules dans la hauteur de l'écoulement pour que les résultats soient pertinents [1].

On constate en effectuant quelques simulations qu'en prenant un nombre de particules trop faible, on rend bien compte de la forme générale des différents profils, mais on sous-estime les valeurs des grandeurs. Cela est sans doute dû à de la dissipation numérique. Ces dernières sont aussi beaucoup plus soumises à fluctuations, et donc la stabilité de la solution est mise en cause.

Comme dans tout calcul numérique, le pas de temps dépend du pas d'espace. Dans le code SPH, cette condition est exprimée en fonction de la longueur de lissage.

Le pas d'espace est défini en fonction du placement initial, et ne change pas dans la plupart des cas. La condition initiale est considérée comme référence, et donc la condition sur le pas de temps en dépend, durant tout le calcul.

4.7 Récapitulatif

Dans le tableau 4.7 on trouve les valeurs des différents paramètres retenues pour nos simulations. La colonne "Evolution" donne le sens de la modification à apporter (augmentation ou diminution), pour améliorer le résultat. La colonne "Temps de calcul" nous donne les repercussions sur le temps de calcul (augmentation ou diminution). La colonne "Precision" nous donne le gain de précision engendré par la modification. Ensuite, la colonne "Rendement" nous donne l'efficacité de la modification en comparant la précision gagnée au temps de calcul ajouté. Enfin, la dernière colonne, "Valeur recommandée", nous donne la valeur utilisée dans la plupart des simulations.

	Modif.	Tps calcul	Précis.	Rendemt	Val. recommandée
Δt	\searrow	\nearrow	+	-	Impl. par défaut
C_{son}	\nearrow	\nearrow	+	-	$20 * V_{max\ fluid e}$
Long. liss.	\nearrow	\rightarrow	++	++	h pour ρ , $2h$ pour μ
Fréq. liss. ρ	\nearrow	\rightarrow	++	++	3 itérations
Fréq. liss. μ	\nearrow	\rightarrow	++	++	1 itérations
Nb part.	\nearrow	\nearrow	++	+	25-30 part./haut.
ψ	\rightarrow	\rightarrow	+	\sim	0 (gamme [0, 0.05])
seuil visc.	\nearrow	\nearrow	+	-	500Pa.s

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des études paramétriques.

Ce tableau est fait de façon à se faire une idée des modifications utiles au résultat, mais les valeurs sont à adapter en fonction de la configuration d'écoulement. Cependant, ces valeurs semblent convenir à tous les écoulements granulaires que nous avons étudiés.

Il est par ailleurs intéressant de remarquer la variabilité des paramètres numériques en fonction de la loi de comportement utilisée. En ce qui concerne le lissage, par exemple, plus la loi de comportement est complexe, plus il y aura besoin de lisser, pour limiter les instabilités. De plus, pour les modèles newtoniens et de Herschel-Bulkley, il est préférable de lisser la pression [11], alors que sur la loi de Pouliquen, nous avons jugé plus efficace de lisser sur la masse volumique et la viscosité.

Le paramètre ψ de calage du taux de cisaillement des particules fantômes varie aussi fortement d'une rhéologie à l'autre. Pour un fluide newtonien, ou même à seuil, on utilise des valeurs de l'ordre de 0.2 à 0.4 [1]. Pour les fluides granulaires, on utilisera des valeurs inférieures à 0.1. Nous avons aussi dû augmenter considérablement la vitesse du son numérique pour affiner les résultats. Cela améliore sensiblement les résultats, et nous avons parfois dépassé le facteur 100 entre la vitesse du fluide et celle du son, alors que l'on préconise un facteur 20 pour des fluides de type Herschel-Bulkley [11].

Un autre paramètre important est le nombre de particules. Philippe Lachamp parlait, en ce qui concerne des fluides de Herschel-Bulkley, de nombre de particules dans la partie cisailée [1]. Il préconisait un nombre de 5 particules dans cette zone.

Étant donné que pour un milieu granulaire la partie cisailée est équivalente à la hauteur de l'écoulement, les critères vont être quelque peu modifiés. En proportion, on peut dire que l'on a besoin de plus de particules dans l'épaisseur en milieu granulaire qu'avec un fluide newtonien ou de Herschel-Bulkley, pour arriver à un résultat équivalent.

Chapitre 5

Écoulements Transitoires avec Obstacle

La loi de comportement étant maintenant implémentée et validée, nous allons par la suite exposer les démarches faites sur un écoulement avec obstacle.

Dans le cadre du projet OPALÉ, en collaboration avec l'Université de Savoie, nous avons entrepris de tester notre code sur un écoulement transitoire avec obstacle.

Pascal Perrotin, chercheur à l'université de Savoie, et Ma Ying, la doctorante qui travaille à ses côtés, ont élaboré un dispositif expérimental permettant de mesurer les pressions d'impact sur le toit d'une galerie paravalanche. Nous allons nous baser sur leur travail pour tester notre code sur un cas instationnaire.

Les objectifs de cette prospection sont de proposer une série de simulations en s'efforçant de reproduire au mieux les conditions expérimentales, tout en gardant les hypothèses propres à la méthode SPH et de la loi de comportement. Nous ne ferons pas une analyse complète des résultats, car nous n'avons pas pour l'instant connaissance de toutes les considérations faites dans le protocole expérimental, autant au niveau de l'écoulement que de la prise de mesures. Mon travail dans cette partie s'est limité à la mise en œuvre de la simulation.



FIG. 5.1 – Photo de la galerie paravalanche de Flaine - Haute Savoie (source www.beton-haute-savoie.com)

5.1 Description du Dispositif

Le modèle réduit est basé sur des écoulements granulaires sur plan incliné. Le canal est séparé en deux parties. La partie amont est un canal rectangulaire inclinable représentant un couloir avalancheux destiné à simuler physiquement l'écoulement incident. La partie aval, moins inclinée, est un canal rectangulaire sur lequel est placé un capteur de force, et qui représente un toit de galerie paravalanche. Les lois de similitude ont été respectées au mieux, dans la limite des propriétés des matériaux disponibles sur le marché. Le nombre de Froude, capital dans un écoulement gravitaire, est conservé, tout comme le nombre d'aspect ($A = d/h$, d étant le diamètre des particules, et h la hauteur). Le canal a été dimensionné en conséquence.

Le canal amont fait 5 mètres de long, l'angle peut varier entre 0 et 45°, et le canal aval fait 2 mètres et est inclinable de 0 à 20°. Ils sont tous deux recouverts

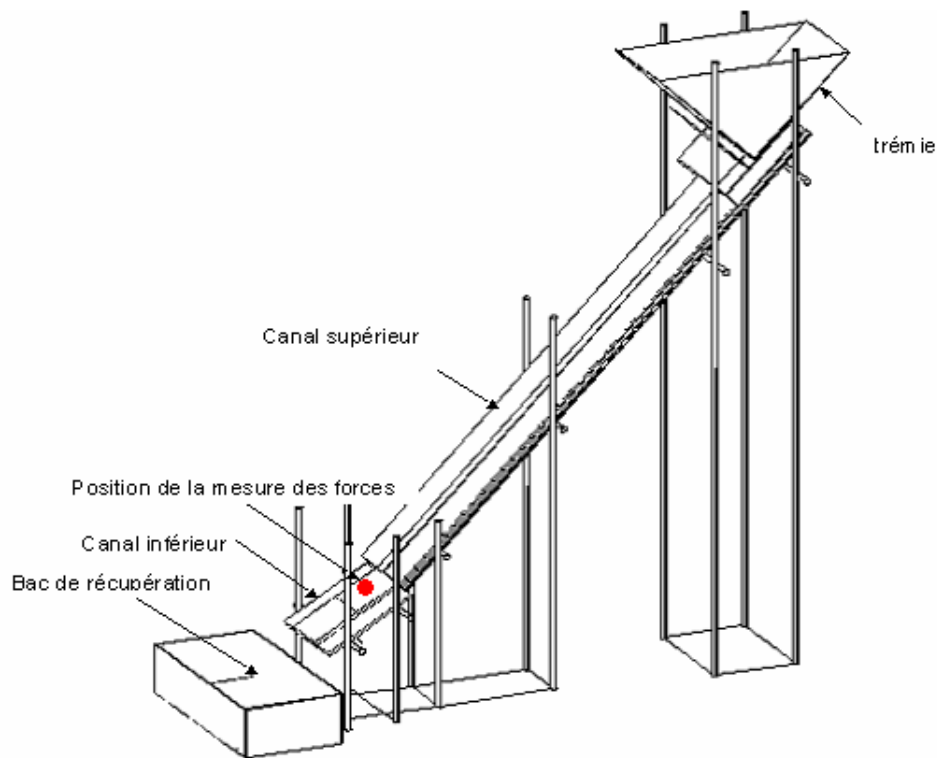


FIG. 5.2 – Schéma simplifié du dispositif expérimental de l'Université de Savoie

de papier de verre dont la taille des grains est égale à celle du matériau utilisé, des billes de verre. On peut dans ce cas supposer que l'angle de frottement interne est le même à la paroi et dans l'écoulement, et que la condition d'adhérence à la paroi est remplie. Cette solution est celle retenue par beaucoup d'expérimentateurs, et c'est en tout cas celle qui nous semble la meilleure.

Le capteur de force est un capteur piézo-électrique placé à fleur de paroi. Sa position est modifiable pour pouvoir observer la distribution spatiale des efforts auxquels est soumis l'obstacle.

Initialement, 600 kg de billes de verre sont contenues dans une trémie, fermée par une trappe dont l'ouverture est réglable, pour ajuster le débit. Une plaque de limitation d'épaisseur a aussi été installée.

5.1.1 Matériau utilisé

Les paramètres du matériau utilisé dans nos simulations sont les mêmes que ceux de l'expérience. Ce sont des billes de verre de diamètre, masse volumique connus.

Pour ce type d'expérience, la taille doit être choisie méticuleusement. Nous sommes limités par deux facteurs. Le premier est électrostatique. Si l'on prend de trop petites billes, les effets électrostatiques vont être prépondérants sur les effets inertiels, ce qui peut modifier l'écoulement. Thierry Faug préconise une taille minimale de $300\mu m$ [3]. A l'inverse, pour pouvoir négliger les effets des parois latérales sur l'écoulement au centre du canal, on doit prendre une largeur de canal supérieure à 100 fois le diamètre d'une bille, selon Olivier Pouliquen [4]. La taille des particules est donc limitée à $830\mu m$. Les expérimentateurs ont donc choisi une taille moyenne de $600\mu m$ pour toutes les particules. Nous avons pris pour nos simulations un diamètre équivalent.

La masse volumique utilisée est de $1637kg \cdot m^{-3}$. Des essais triaxiaux effectués au laboratoire 3S ont permis d'estimer l'angle de frottement interne à 28.8° . Cet angle de frottement correspond à une rhéologie de Coulomb. Pour la loi de Pouliquen, cet angle correspond à un angle proche de $\tan^{-1} \mu_2$. Nous avons fixé nos paramètres de loi en fonction de ces données. Pouliquen a utilisé dans ces études ce type de matériau, nous avons donc commencé en utilisant les paramètres qu'il a établi, et que nous avons utilisé dans nos précédentes simulations ($\mu_s = 0.38$, $\mu_2 = 0.64$, $I_0 = 0.279$).

5.1.2 Grandeurs à mesurer

Le but premier de l'étude est de quantifier les efforts normaux et tangentiels à la rupture de pente, et en aval de cette dernière, en fonction du type d'écoulement. Pour caractériser l'écoulement; les vitesses, densité, épaisseur sont aussi mesurées dans le canal amont.

5.1.3 Conditions d'étude

Pour réaliser nos simulations, nous nous sommes placés dans la configuration la plus utilisée par les expérimentateurs, celle pour laquelle ils ont le plus de données. Le canal supérieur est incliné de 43.6° , et le canal inférieur de 16.3° . Seule la taille de l'ouverture initiale est réglable. Le canal fait 50cm de large, soit environ $1000d$, ce qui veut dire que l'on peut négliger les effets des parois sur l'écoulement au centre du canal [3], dans le cas d'un écoulement sur fond rigide¹. Dans ces conditions, nous pouvons réaliser des simulations en deux dimensions. En effet, les simulations en deux dimensions sont a priori représentatives du centre de l'écoulement expérimental.

5.2 Conditions de Simulation

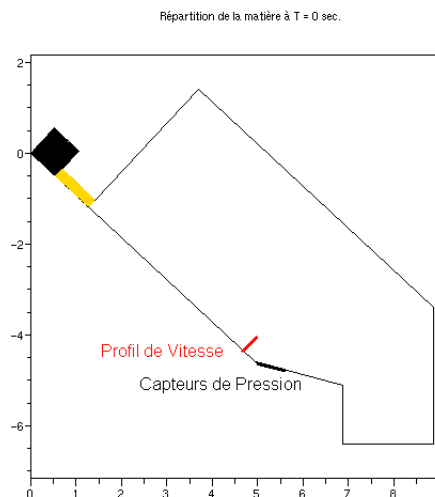


FIG. 5.3 – Position du fluide à $t = 0\text{s}$. Position des différents capteurs utilisés pour nos simulations, calqués sur les configurations expérimentales. En aval de la rupture sont disposés trois capteurs (0, 5 et 25cm en aval).

¹les écoulements sur fond rigide sont à opposer à ceux sur fond meuble, de type tas de sable, cas dans lesquels ces considérations sont modifiées.

5.2.1 Conditions initiales

A l'état initial, le fluide est au repos dans la trémie, soumis à son propre poids. La trémie est complètement remplie, et est dimensionnée de telle sorte que l'on ait la même quantité de matière que dans l'expérience. N'ayant pas d'informations sur la pertinence de la loi de comportement dans ces conditions d'écoulement, nous devons nous assurer que nos conditions se rapprochent le plus possible de l'expérience et de son protocole.

5.2.2 Nombre de particules et conditions aux limites

Pour bien représenter l'écoulement dans toute la partie cisailée, et notamment à proximité de la paroi, il faut au moins 30 particules dans l'épaisseur. Cela impose en gardant un pas d'espace isotrope, un nombre d'à peu près 10000 particules, ce qui est inconcevable en matière de temps de calcul. Durant les essais préliminaires effectués dans des configurations semblables, nous n'avons pas utilisé plus de 2000 particules fluides. Nous pourrions envisager d'augmenter cette quantité jusqu'à 7000 pour des simulations plus précises.

En pratique, un calcul avec 3000 particules prendra 2 jours sur la ferme de calcul. En multipliant le nombre de particules par 2, on peut tripler ce temps. Nous ne sommes pas dans un rapport de proportionnalité directe, puisque non seulement le pas de temps diminue avec le pas d'espace, mais aussi la lourdeur du calcul augmente avec le nombre de particules. Mais si l'on prend un nombre de particules trop faible, on risque de sous-estimer les temps de propagation, mais aussi de voir les particules se rassembler en paquets, et donner une mauvaise représentation de l'écoulement.

5.2.3 Géométrie du canal

Nous nous plaçons dans une configuration la plus proche possible de celle de l'expérience. Les pentes sont respectées, ainsi que la position et la taille du capteur de contraintes. La trémie est simplifiée, mais elle traduit bien les conditions amont de l'expérience. Les dimensions de l'ouverture sont les mêmes. Contrairement à un écoulement fluide, dans un écoulement granulaire, le débit sortant ne dépend

pas des conditions de pression à l'amont (dans un sablier, le débit est constant, contrairement à une clepsydre). Nous devons juste respecter la hauteur de la plaque limitant l'épaisseur, et celle de l'ouverture de la trappe, toutes deux situées en amont du canal.

5.2.4 Paramètres de la loi de comportement

Comme nous l'avons dit plus haut, les paramètres de la loi de comportement de Pouliquen sont un peu plus complexes que ceux de Coulomb. Seulement, les essais triaxiaux effectués sur le matériau nous donnent les paramètres de la loi de Coulomb. Dans celle de Pouliquen, la présence de deux angles de frottement, entre lesquels on atteint un régime permanent, nous oblige à adapter les propriétés du matériau utilisé. De plus, l'angle du canal supérieur se situe hors de la gamme que nous avons sondée dans les tests de validation, et le nombre de Froude est très supérieur à ceux que nous avons étudiés, il faut donc adapter les angles de frottement de la loi de Pouliquen pour limiter les divergences. Si l'on augmente μ_2 , le régime permanent sera défini sur une plus grande plage de pente de canal. On a donc plus de chances que la loi de comportement marche dans ce cas.

Un autre coefficient de la loi de comportement, I_0 , reste à déterminer. Nous ajusterons sa valeur en fonction des résultats, mais nous commençons avec la valeur $I_0 = 0.279$ fixée par Olivier Pouliquen lors de ses simulations.

Les autres paramètres, comme le diamètre des grains, la densité du fluide, et celle des grains seront conservées égaux aux paramètres expérimentaux.

5.2.5 Caractéristiques de l'écoulement

Pour une pente de 43.6° , l'écoulement ne peut pas physiquement se stabiliser, il accélère. On voit apparaître dans la couche supérieure de l'écoulement une zone de "saltation", c'est-à-dire que l'écoulement est moins dense, que les grains s'entrechoquent, l'écoulement est brouillé. Cependant, on peut voir s'installer un régime quasi-permanent uniforme.

5.3 Résultats

Pour confronter les résultats de nos simulations à ceux des expériences, nous avons étudié un certain nombre de grandeurs. Premièrement, nous avons placé pour les simulations numériques, les capteurs de mesure de hauteur au même endroit que sur le modèle réduit. Nous pouvons donc pour commencer, comparer les temps de propagation du front de la trémie jusqu'au capteur. Ensuite, nous avons relevé sur nos simulations l'évolution temporelle de la hauteur de fluide au capteur situé au bas du canal supérieur. Pour finir, nous avons placé une série de capteurs de contraintes à la rupture de pente, toujours en accord avec la configuration expérimentale. Ces trois points de repère vont nous aider à quantifier la capacité du code SPH à simuler les expériences.

5.3.1 Le temps de propagation

Cette donnée est importante, car elle nous donne de bons renseignements sur la dynamique de transition au départ de l'écoulement. Rappelons qu'un critère de transition a été fixé car la loi de Pouliquen ne permet pas numériquement (cf section 4.5.1) une transition d'elle-même. Il n'est donc pas évident que la transition soit valide en terme de dynamique. On peut le vérifier en partie en relevant les temps de propagation.

Dans nos simulations, pour une hauteur d'ouverture de 20cm , le matériau met 1.40 secondes à parvenir au capteur, et le front passe à hauteur du capteur à une vitesse de $6.16\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Sur le dispositif expérimental, on relève un temps de passage de 1.25 secondes. Nous n'avons pas d'informations sur la vitesse, mais il semblerait que le fluide soit plus rapide dans la simulation que dans la réalité. Cela signifie que l'accélération dans la simulation est supérieure à l'accélération réelle. Ceci peut être dû au seuil de viscosité que l'on a fixé ($\eta_{max} = 500\text{Pa}\cdot\text{s}$). Le fait de modifier ce seuil pourrait sans doute faciliter la mise en mouvement.

On peut voir sur la figure 5.4 les différents temps de propagation relevés. On remarque que les valeurs de nos simulations sont relativement proches des données expérimentales (entre 10 et 30% d'erreur). Aussi, on peut dire que la tendance obtenue dans nos simulations semble plutôt réaliste. En effet, on s'attend instinc-

tivement à une influence très marquée de l'ouverture de la trémie, qui apparaît franchement sur les simulations. Le nombre de particules dans la zone cisailée influe sans doute beaucoup sur les résultats ici encore.

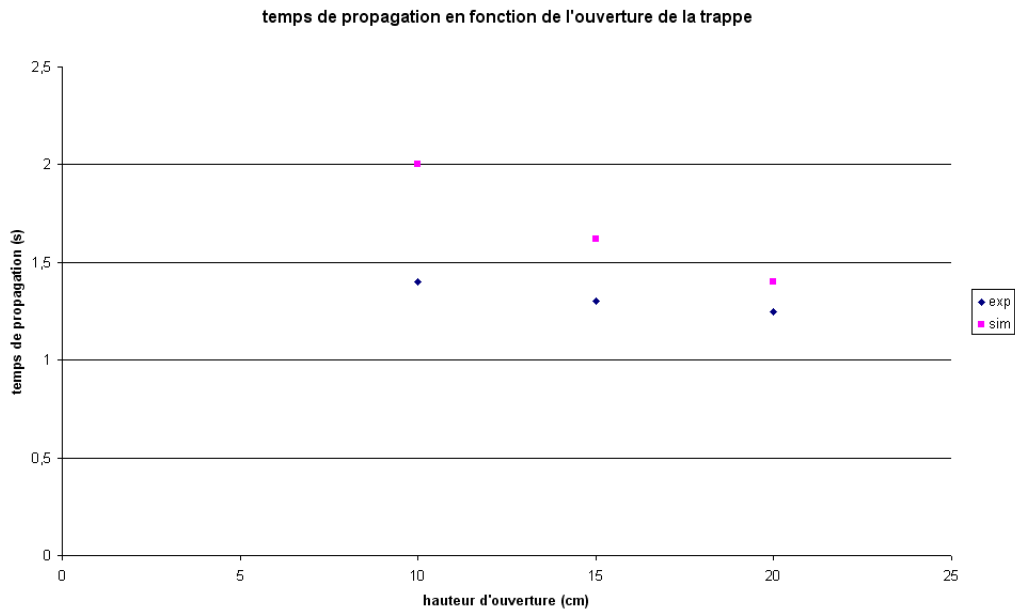


FIG. 5.4 – Temps de propagation jusqu'au capteur situé à 50cm en amont de la rupture de pente en fonction de la hauteur d'ouverture de la trémie. La différence entre les trois configurations est bien plus marquée dans les simulations numériques que dans les expériences sur modèle réduit.

Ces résultats sont utiles, mais insuffisants pour caractériser l'écoulement. Pour se faire une idée en terme de débit, ou de flux, il paraît intéressant d'étudier la hauteur d'écoulement au passage du capteur avant la rupture de pente.

5.3.2 Evolution de la hauteur

Nous allons dans cette partie nous intéresser à l'évolution de la hauteur de fluide au passage du capteur de hauteur situé en amont de la rupture de pente.

Dans notre code de calcul, le seul moyen de relever des hauteurs est de placer un "profil". Cet instrument nous donne des valeurs de vitesse et de pression à certaines hauteurs de l'écoulement, pour une tranche d'abscisse donnée. C'est en notant les hauteurs où l'on a fait des relevés non-nuls que l'on peut en déduire une hauteur

maximale. Ceci dit, cela ne nous donne aucune information sur la configuration de l'écoulement, son homogénéité, le nombre de particules constituant l'épaisseur. Après essais, nous n'obtenons pas de bons résultats avec cette méthode. En effet, nous n'avons aucune information sur la présence (ou non) de particules isolées, ou créant une singularité sur la surface libre, qui fausseraient les résultats.

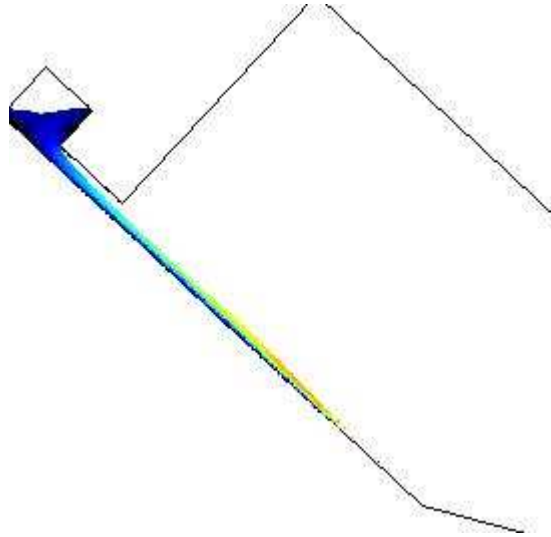


FIG. 5.5 – Exemple de visualisation de l'écoulement. Répartition de la vitesse. Avec 7000 particules, la surface libre est assez bien décrite.

Nous allons donc utiliser une méthode manuelle, en relevant les hauteurs dans les fichiers résultats. Pour cela, on isole l'ensemble des particules (en fonction de leur abscisse) passant sur le capteur à un instant donné, et l'on relève leur ordonnée. En observant la représentation de l'écoulement (cf figure 5.5), on peut éliminer les particules qui ne constituent pas la surface libre. Se pose ici un nouveau problème avec le nombre de particules. Pour une bonne description de la surface libre, 3000 particules ne suffisent pas. En effet, avec ce nombre de particules, l'épaisseur d'écoulement est décrite avec seulement quelques particules, et leur comportement n'est pas représentatif. De plus, le fait d'avoir aussi peu de particules limite la précision de mesure. Chaque particule faisant près de 2cm de diamètre, pour une épaisseur totale de 5cm , il est impossible d'obtenir des résultats satisfaisants. Nous choisissons donc d'utiliser 7000 particules. En passant de 3000 particules à 7000, on fait plus que doubler la précision de mesure sur la hauteur d'écoulement, puis-

qu'elle dépend du nombre de particules. Ceci n'est toujours pas satisfaisant, mais pour conserver des temps de calcul acceptables, nous ne pouvons pas pour l'instant envisager d'augmenter cette quantité. Avec ce nombre de particules, la surface libre est assez bien décrite, et nous pouvons faire des mesures correctes de hauteurs, au moins pour l'ouverture de trémie de 20cm .

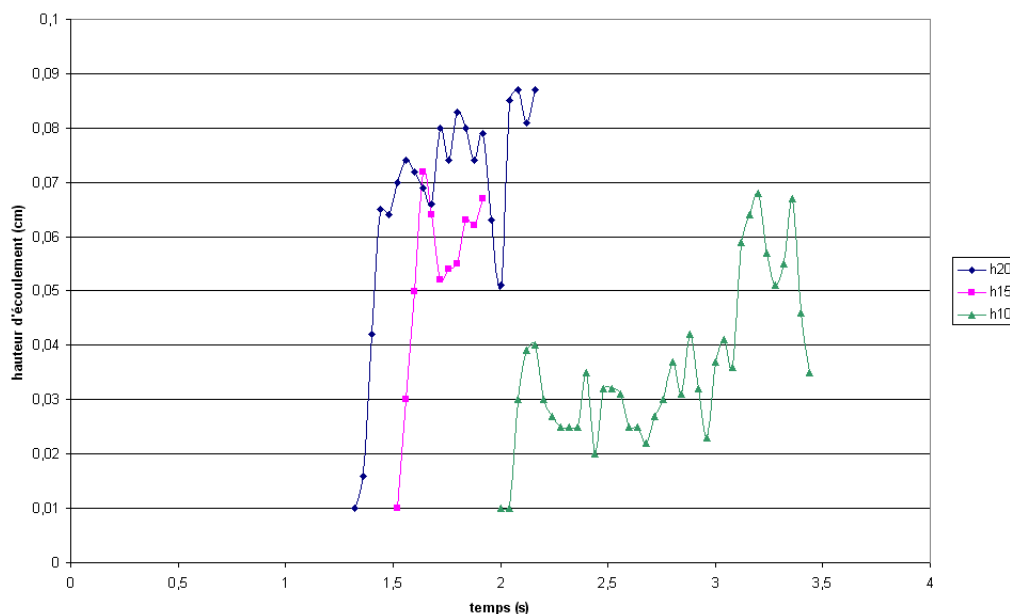


FIG. 5.6 – Hauteur en fonction du temps sur le capteur situé à 50cm en amont de la jonction entre les deux canaux. Simulations numériques - données incomplètes.

Le temps manquant, nous n'avons pas pu réaliser des simulations très longues avec 7000 particules. On voit cependant sur la figure 5.6 les hauteurs d'écoulement en fonction du temps pour les trois ouvertures de trémie. La hauteur d'écoulement dépend naturellement de la hauteur d'ouverture de la trémie. En revanche, on voit que pour des faibles hauteurs d'ouverture de trémie, les 7000 particules ne vont pas suffire pour une bonne description de la surface libre. On peut s'en rendre compte visuellement sur les représentations de l'écoulement, mais aussi en calculant l'écart-type de chaque jeu de données. En effet, l'écart-type passe de $0,0009\text{m}$ pour une hauteur d'ouverture de 20cm à $0,01\text{m}$ pour 10cm . Le faible nombre de particules dans la couche cisailée va encore une fois mener à une mauvaise description de

l'écoulement. Les calculs ayant donné ces résultats en plus de 120 heures, il n'est pas envisageable d'augmenter le nombre de particules pour l'instant sur ce type de simulations. Cependant, il est intéressant de constater que malgré ces problèmes, les tendances observées sont tout à fait réalistes.

Même si dans cette partie, nous ne comparerons pas directement les données expérimentales aux simulations, pour diverses raisons, les résultats trouvés sont assez encourageants.

5.3.3 Evolution des contraintes en aval de la rupture de pente

Sur le dispositif expérimental, le capteur peut être déplacé sur la largeur et la longueur du canal. La première possibilité ne nous concerne pas, étant donné que nous travaillons en deux dimensions. Trois positions ont été étudiées dans la longueur du canal. Le capteur sera placé soit collé à la cassure ($0cm$), soit à $5cm$, soit à $25cm$ de celle-ci. Le fait de pouvoir placer plusieurs capteurs dans nos simulations nous permet de n'effectuer qu'une seule simulation pour chaque hauteur d'ouverture.

Le dispositif expérimental permet de relever les contraintes tangentielles et normales sur les capteurs. Le code de calcul ne permet pas d'obtenir les contraintes tangentielles par défaut. Nous avons donc rajouté cette option dans la récolte de résultats.

La pression est calculée pour chaque particule. Faire une moyenne des pressions de toutes les particules présentes sur le capteur nous a semblé la meilleure solution. Pour les contraintes tangentielles, le calcul n'est pas direct dans le code. Nous avons fait une moyenne sur tout le capteur du terme $\tau = \eta\epsilon_{xy}$, de façon à obtenir une représentation de la contrainte tangentielle. Avec cette méthode, nous obtenons une contrainte par unité de largeur, il faut garder cette notion à l'esprit pour le passage de la $2D$ à la $3D$.

Un autre problème se pose, les hauteurs d'écoulement n'étant pas parfaitement représentées (et donc les débits de masse fluide), les résultats sur les pressions vont

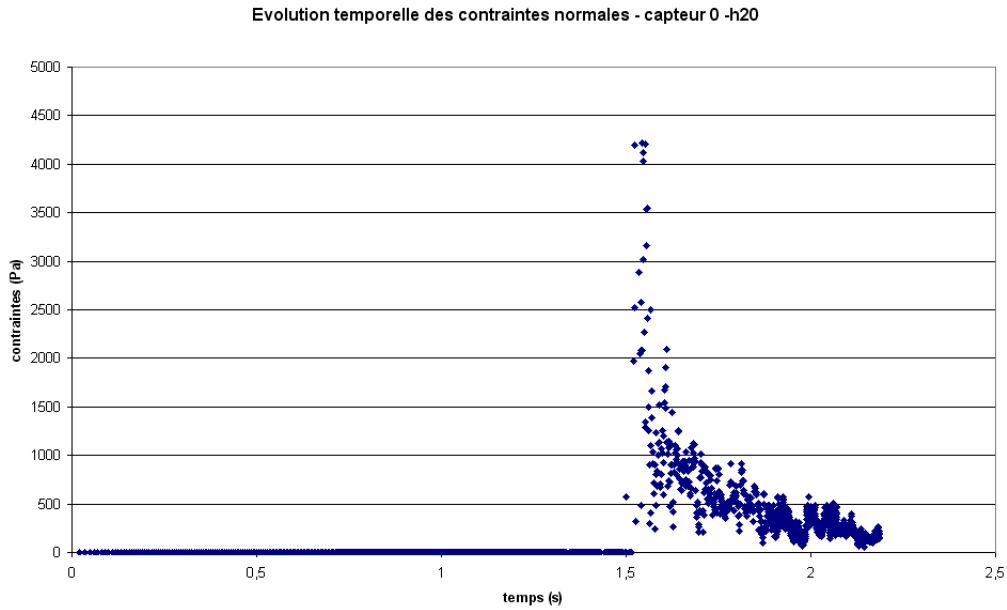


FIG. 5.7 – Evolution de la contrainte normale sur le capteur en aval direct de la cassure.

être faussés². On observe cependant une bonne tendance représentatives d'un impact (la figure 5.7 montre l'évolution des contraintes dans le temps sur le capteur situé en aval direct de la cassure). On voit tout d'abord apparaître un pic de contrainte normale, que l'on retrouve sur les contraintes tangentielles, puis une fluctuation des valeurs, qui vont se stabiliser en un régime pseudo-permanent. Cette allure est somme toute correcte, même si les valeurs ne sont pas vraiment bonnes. En effet, la pression peut être dissociée en deux composantes : la pression hydrostatique, due à la masse fluide elle-même, et la pression dynamique, conséquence des variations de vitesse du fluide, qui engendrent des variations de pression. Or, au vu de la configuration de l'écoulement, la pression en aval direct de la cassure ne peut pas être inférieure à la pression hydrostatique, égale dans notre cas à environ $P_{hydro} = 1200Pa$. Nous pouvons donc ici remettre en cause la qualité des mesures sur le capteur (dimensions du capteur, pas de temps ...), la loi de comportement, mais aussi les problèmes de résolution de la pression par la

²si l'énergie d'impact n'est pas la même, les contraintes exercées sur le capteur seront différentes.

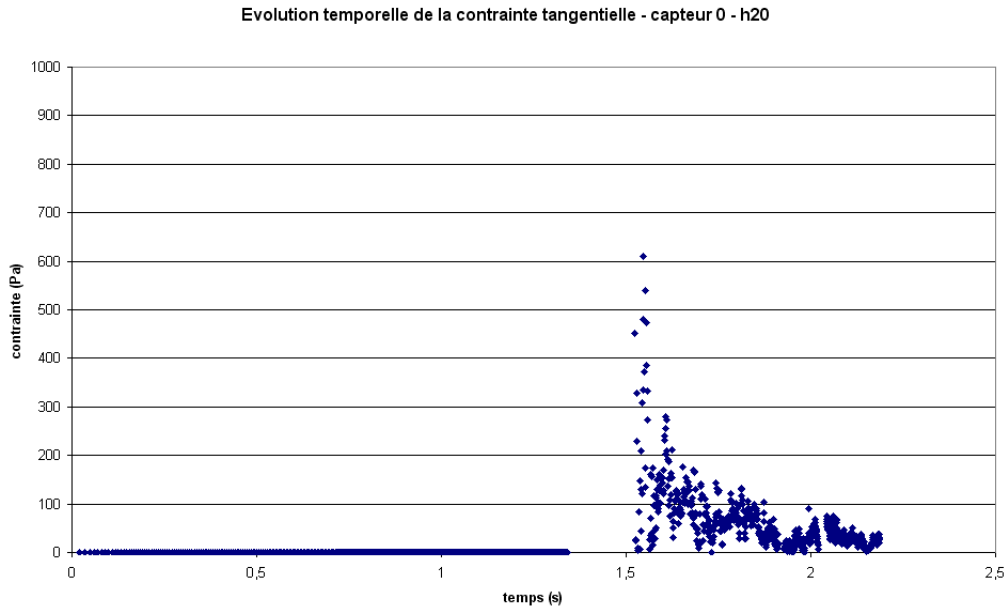


FIG. 5.8 – Evolution de la contrainte tangentielle sur le capteur en aval direct de la cassure. Les valeurs relevées ne sont pas cohérentes avec les valeurs de pression normale.

méthode SPH. Lorsque l'on observe l'évolution de la contrainte tangentielle (représentée sur la figure 5.8), on constate que les valeurs sont aussi très faibles. On connaît la relation qui lie les contraintes normales aux contraintes tangentielles : $\tau = \mu(I)P$. Avec les paramètres de la loi de Pouliquen que nous avons adoptés, le coefficient de frottement est borné de la sorte : $0.38 \leq \mu(I) \leq 0.64$. Cependant, si l'on observe nos résultats, on constate que les valeurs du coefficient de frottement apparent μ_{app} déduites des graphes se trouvent aux alentours de 0.2. Cette valeur est très faible. Le coefficient de frottement apparent devrait être assez proche de $\mu(I)$, ce qui n'est pas le cas. Les contraintes tangentielles étant calculées à partir de la loi de comportement, les deux grandeurs devraient être cohérentes. On peut alors remettre en cause la manière de calculer ces contraintes. De par la non-linéarité des grandeurs mises en jeu, le mode de calcul $\tau = \eta\epsilon_{xy}$ est source d'erreurs.

On observe ensuite l'évolution temporelle des contraintes sur le capteur situé à 5cm de la cassure, tracée sur les figures 5.9 et 5.10. On observe toujours le même

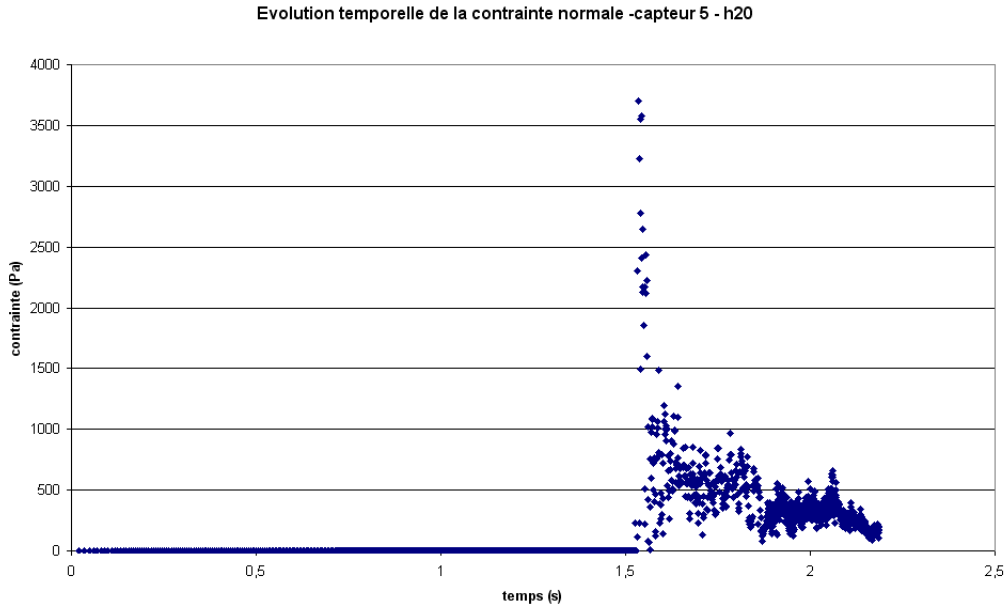


FIG. 5.9 – Evolution de la contrainte normale sur le capteur situé à 5cm de la cassure pour une ouverture de trémie de 20cm . Les valeurs relevées sont trop hautes par rapport à celles du capteur situé à l’aval direct de la rupture de pente.

rapport entre les contraintes normales et tangentielles. Le coefficient de frottement est encore mal estimé dans le calcul des contraintes. On ne peut pas expliquer les courbes avec plus de précision, manquant encore de points de comparaison. On peut seulement dire que la chute de contraintes entre les deux capteurs espacés de 5cm semble faible comparée à ce que l’on peut observer sur le modèle réduit.

On ne fera pas d’analyse des résultats sur les configurations avec des ouvertures de trémie de 15 et 10cm , car les valeurs sont très dispersés, compte tenu du faible nombre de particules dans l’épaisseur de l’écoulement. On peut s’en rendre compte sur la figure 5.11. Les valeurs ne mettent pas en évidence une vraie tendance, comme cela devrait être le cas.

Cette étape manque de résultats, nous n’avons pas eu suffisamment de temps pour paufiner nos simulations, qui s’avèrent complexes à mettre en œuvre. Les conditions d’étude sont hors du domaine de validité de la loi de comportement, et les résultats expérimentaux restent rares, et peu clairs à analyser. Le faible nombre de particules dans la zone cisailée a perturbé les résultats, si bien que pour des

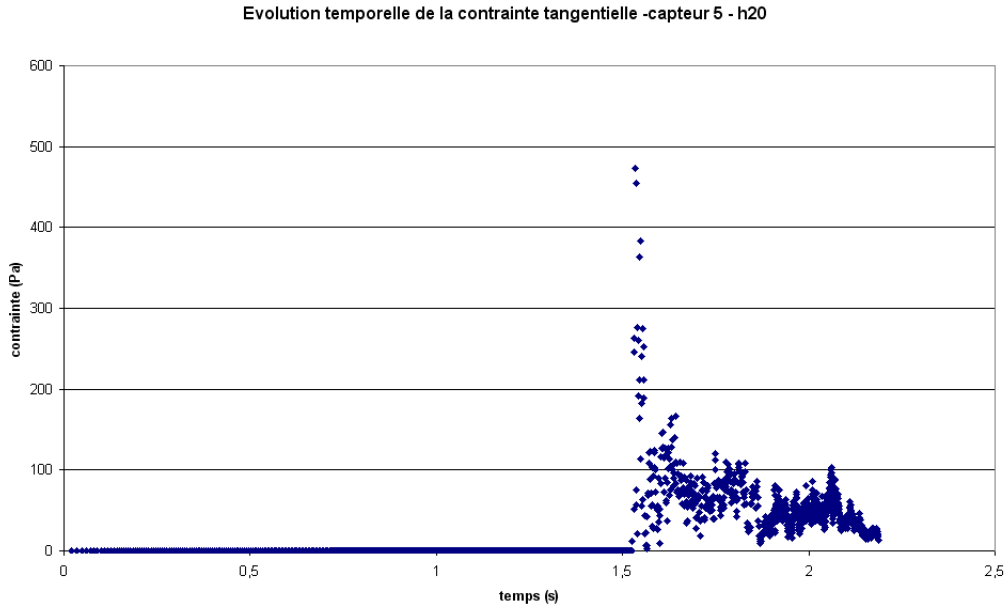


FIG. 5.10 – Evolution de la contrainte tangentielle sur le capteur situé à 5cm de la cassure pour une ouverture de trémie de 20cm . Encore une fois, les valeurs ne sont pas cohérentes, et l'on sous-estime le coefficient de frottement μ .

hauteurs d'ouverture de trémie de 15 et 10cm , aucun relevé n'est exploitable.

Nous avons cependant beaucoup de pistes à explorer, et cette prospection n'aura pas été vaine. La simulation d'écoulements mixtes (entre dense et aérosol) est très délicate, et notre code de calcul d'écoulements denses donne tout de même des résultats encourageants. Reste maintenant à harmoniser les dispositifs expérimentaux avec les simulations, en fonction des résultats souhaités, mais cela sort du cadre de mon stage. Cette première série de simulation aura aidé à se rendre compte des problèmes dans les simulations autant que dans le protocole expérimental.

Nous pouvons tout de même tirer quelques conclusions sur les améliorations à apporter pour obtenir de meilleurs résultats. Dans les trois configurations d'ouverture de trémie étudiées, le nombre de particules a toujours fait défaut. Pour avoir un nombre correct de particules dans la zone cisailée, il faudrait entre 10000 et 20000 particules, pour des ouvertures de trémie entre 20 et 10cm . Ce nombre

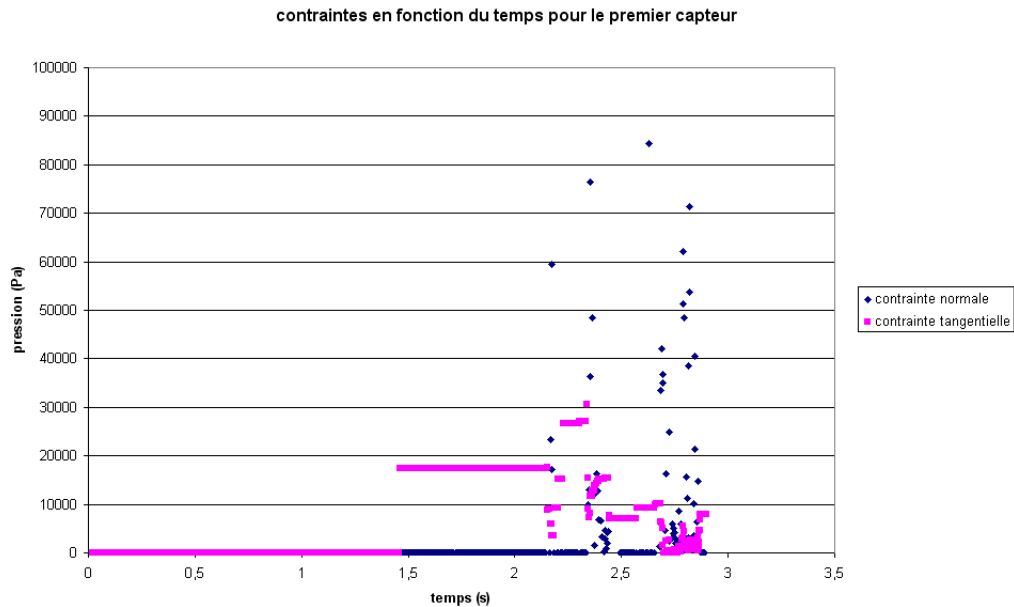


FIG. 5.11 – Evolution de la contrainte tangentielle sur le capteur situé à aval direct de la cassure pour une hauteur d’ouverture de trémie de 10cm . Le manque de particules dans la hauteur de l’écoulement mène à une mauvaise description notamment sur l’évolution des contraintes relevées en aval direct de la rupture de pente.

permettrait d’avoir une bonne précision sur la hauteur d’écoulement, mais aussi de mieux estimer les temps de propagation. Ce paramètre joue un rôle clef dans ce type de simulations.

Nous avons aussi envisagé une autre possibilité, visant à diminuer le temps de calcul, tout en conservant un nombre de particules suffisant. L’écoulement dans le canal amont est un écoulement classique à surface libre, et cette zone, longue de 6m , prend énormément de temps de calcul. Ce type de configuration est traitable avec une bonne précision par une méthode utilisant l’approximation de Saint-Venant, à résolution bien plus rapide. Nous pourrions initier l’écoulement avec cette méthode, pour ensuite, à proximité de la rupture de pente, remailler le domaine fluide avec la méthode SPH, et ainsi utiliser un nombre de particules adapté dans la zone avale. Cette solution nous ferait gagner beaucoup de temps, tout en nous permettant d’assurer une bonne qualité de résultats grâce à un nombre de particules adapté.

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

6.1 Conclusions

La plupart de nos objectifs ont été remplis durant cette étude. Le premier, l'implémentation de la loi de comportement d'écoulements granulaires, nous a tout de même posé plus de problèmes que prévu.

Cette loi étant construite pour des écoulements permanents, nous avons dû rajouter une condition sur le rapport $\frac{P}{\gamma}$, afin de représenter la mise en mouvement. Ensuite, nous avons dû incorporer des seuils sur certaines grandeurs, comme la pression et le taux de cisaillement, ainsi que la viscosité, pour limiter les instabilités du calcul aux limites du domaine, où les valeurs tendent vers 0.

Ensuite, nous avons revu toutes les considérations paramétriques établies durant les précédentes études, sur des rhéologies newtoniennes, ou de type Herschel-Bulkley. En effet, ces études ne peuvent pas, pour la plupart, être étendues au cas granulaire. Nous avons donc dû nous résoudre notamment à lisser la masse volumique plutôt que la pression, mais aussi la viscosité, ce qui est nouveau dans ce code.

Se sont posés ensuite des problèmes de convergence, et de stabilité du code. Les nombres de Froude utilisés dans nos simulations nous menaient systématiquement à des écoulements instables, où l'énergie était dissipée en régime chaotique. Ni le code SPH, ni la loi de comportement ne sont capables de représenter de tels écoulements. La convergence du calcul était dans ces conditions impossible. Le fait

de diminuer le nombre de Froude (en baissant la pente, ainsi que l'épaisseur de l'écoulement) nous a permis de mieux converger. Il nous reste tout de même un travail de calage de certains paramètres, comme le traitement de paroi, de manière à affiner les résultats.

La deuxième partie du travail a consisté en la simulation d'un écoulement transitoire avec obstacle, de type galerie paravalanche.

Dans cette partie, de nombreux problèmes se sont posés, de par la nature de l'écoulement. Le nombre de Froude élevé (> 10), ainsi que le caractère transitoire de l'écoulement, rendent cette configuration difficile à modéliser avec cette loi de comportement.

De plus, les moyens de mesure inclus dans le code ne se prêtent pas d'origine à une bonne comparaison avec des expériences avec des milieux granulaires. Les grandeurs significatives de ces écoulements sont difficiles à obtenir avec notre code. Il a donc fallu faire un grand nombre d'adaptations.

Cette étude est tout de même un bon point de départ pour une validation en régime transitoire, et les résultats obtenus sont très encourageants.

6.2 Perspectives

Comme nous l'avons vu dans la partie dédiée à l'étude paramétrique, il existe un nombre de Froude critique en dessus duquel les écoulements physiques génèrent des instabilités. Nous ne savons pas cependant si il est transposable directement vers nos simulations. Il faudrait pour le savoir simuler des écoulements plus longs, dans lesquels on pourrait observer les instabilités de surface, qui se manifestent sous forme de vagues [9]. Il serait aussi intéressant de connaître les limites de la loi, toujours en termes de nombre de Froude.

Le temps me manquant, je n'ai pas pu finaliser le calage de la loi de comportement en régime permanent. Les profils de pression, taux de cisaillement, viscosité, sont très proches de la réalité, mais nous n'avons pas réussi à obtenir une erreur inférieure à 20% sur les profils de vitesse. Le calage du comportement des particules fantômes n'a pas donné de résultats concluants, il faudrait le finaliser.

Il faut aussi préciser que la loi de comportement est loin de faire l'unanimité dans la communauté des milieux granulaires. Elle est encore très peu validée. Il faudrait pour conforter notre choix de cette loi la valider sur d'autres types d'écoulements, et ainsi tester sa capacité à les traiter de manière correcte. Nous avons certes traité des écoulements transitoires, mais les conditions expérimentales sortent complètement du domaine où la loi a été établie. En effet, on voit apparaître une zone de "saltation", ce qui n'est pas pris en compte dans la loi, qui est adaptée aux écoulements denses [9].

Pour permettre à l'écoulement de démarrer, nous avons dû ajouter une composante à la loi de comportement. Cette nouvelle condition, certes basée sur les propriétés matériaux, n'est pas une représentation physique exacte. Nous n'avons pas pu la valider en dynamique de transition, et ainsi juger de sa capacité à reproduire un départ d'écoulement. Il faudrait effectuer des essais sur plan incliné, à faible Froude, et vérifier les résultats sur l'accélération du fluide.

Ensuite, les seuils que nous avons élaboré pour réduire les fluctuations de surface manquent encore d'efficacité. Cependant, je reste persuadé qu'ils sont un très bon moyen de parvenir à une bonne description de la surface.

Les écoulements transitoires nous ont fait prendre conscience que les moyens de mesure intégrés au code ne sont pas toujours suffisants, ou mal adaptés à un traitement se rapprochant d'une étude expérimentale. Les rapports classiques de résultats intègrent quasi systématiquement une étude de l'évolution de la hauteur d'écoulement. Ce n'est pas si évident à implémenter, si l'on veut ne pas tenir compte des particules s'échappant de la surface libre, et faussant les mesures. Il faudrait trouver un bon moyen de faire ce type de relevés, pour pouvoir confronter efficacement nos simulations numériques à celles sur modèles réduits.

De plus, de nouvelles méthodes de préparation du calcul, avec une première partie amont calculée à partir des approximations de Saint-Venant, serait à envisager, car les calculs sont très longs dans cette configuration. Il faudrait mettre en place ce genre d'outils.

Afin de faciliter l'accès au code, un manuel d'utilisation est en cours de finalisation. Il vise à offrir un deuxième niveau de lecture à mon rapport, et ainsi aborder les particularités techniques du code. Un tel travail me semble essentiel, car les

premiers pas et l'adaptation au code peuvent être fastidieux. Ce manuel aidera les utilisateurs dans cette étape, et donnera quelques conseils pour les simulations, en expliquant le fonctionnement et la logique des principales options.

Bibliographie

- [1] P. Lachamp : *Modélisation numérique de l'effet d'un obstacle sur des écoulements de fluides à seuil par la méthode SPH*, Travail de thèse, ETNA, Cemagref ('03)
- [2] P. Coussot : *Rhéologie des boues et laves torrentielles. Etude de dispersions et suspensions concentrées*, Etudes - Montagnes Vol. 5 ('93)
- [3] T. Faug : *Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre*, Travail de thèse, ETNA, Cemagref ('04)
- [4] O. Pouliquen : *Scaling laws in granular flows down rough inclined planes*, Physics of Fluids Vol. 11, No. 3 ('98)
- [5] P. Jop, Y. Forterre, O. Pouliquen : *A new constitutive law for dense granular flows*, nature Vol. 441 ('06)
- [6] GDR MiDi : *On dense granular flows*, Eur. Phys. J. E(2004) ('04)
- [7] J.P. Morris, P.J. Fox , Y. Zhu : *Modeling low reynolds number incompressible flows using SPH*, Journal of Comp. Phys. Vol. 136 ('97)
- [8] P.V. Cueille, E. Fontaine, J.P. Vila : *Calcul de courants de densité avec la méthode SPH*, 17ème CFM ('05)
- [9] Y. Forterre , O. Pouliquen : *Long-surface-waves instability in dense granular flows*, J. Fluid Mech. Vol. 486 ('03)
- [10] J.J. Monaghan : *Smooth Particle Hydrodynamics*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. ('92)
- [11] S. Dizdar : *Smoothed Particle Hydrodynamics*, Rapport de Stage DESS MSM ('06)
- [12] D. Laurence, C. Moulinec, P. Stansby, D. Violeau : *Development of an Incompressible SPH Method through SPARTACUS-2D*, University of Manchester ('06)
- [13] F. Da Cruz, S. Emam, M. Prochnow, J.-N Roux, F. Chevoir : *Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows*, Phys. Rev. E 72, 021309 ('05)

- [14] I. Iordanoff, M. Khonsari : *Granular lubrication : toward an understanding between kinetic and fluid regime* ASME J. Tribol. 126, 137–145 ('04).

Annexe A

Mises à jour du code

10 avril (premier) :

- optimisation code
- revision des boucles
- revision des implementations

13 avril :

- optimisation algo
- reduction du nombre de boucles sur toutes les particules
- controle ecran du pas de temps dans la fonction calculs.c

15 avril (granulaire) :

- resolution granulaire
- basé sur le code d'origine
- modification des données sur les particules ghost
 - implementation d'une loi calquée sur celle des particules réeles.
- herschel blukley
- modification de la loi de comportement (exposant) : pas de changement notable sur les résultats

16 avril :

- fusion de toutes les modifications faites
- code (optimisation des fonctions, reecriture)
- algo (boucles reimplémentées pour limiter leur nombre)
- granulaire (comportement des particules phantomes)
- capteurs (lisibilité des fichiers txt avec excel)
- controle ecran du pas de temps

25 avril :

- granulaire
- dans SPH.C : sw_rk2 changement des conditions de pression, limitation minimale par la pression hydrostatique
- dans SPH.C : pression changement des conditions de pression, limitation minimale par la pression hydrostatique

26 avril : dans le code "25 avril"

suite a des divergences de resultats engendrées par les modif de hier (sur le cas newtonien), ajout de "switch/case" dans les boucles precitées, pour que les modif ne s'appliquent qu'au cas granulaire

3 mai :

- focalisation sur le calcul de la pression, de gamma point, de epsilon

→ erreurs corrigées dans le code d'origine

10 mai :

le taux de cisaillement étant nul à $t=0$, la viscosité apparente en granulaire est donc infinie. tentative de plafonner la viscosité à un seuil faible, pour les premiers pas de temps, pour engager le mouvement
essais de plusieurs valeurs.

14 mai :

essayer de faire marcher la loi de coulomb pour les milieux granulaires, mais c'est pas pour tout de suite...

22 mai :

dans le code du 10 mai, on a le choix maintenant entre une loi Coulomb classique ou une loi calquée sur le modèle de Pouliquen.

essais du 10 mai non concluants, on essaye donc d'empêcher manuellement I de devenir nulle. Ce n'est pas une solution viable, mais dans un premier temps, on va voir si ça permet à l'écoulement de partir.

dorenavant, on peut lire les valeurs de μ_de_I et de I dans le fichier results pour chaque particule.

22 mai :

nouveau seuil pour la viscosité : ne dépend plus seulement de γ point, mais du rapport P/γ point.

permet une meilleure gestion des configurations d'arrêt, en les considérant comme un écoulement newtonien, et non plus comme un arrêt à cause de la très forte viscosité

27 mai :

focus sur les particules fantômes en granulaire. calage du comportement sur celui des particules réelles.

rectification de toutes les erreurs sur le taux de cisaillement, réel et fantôme (explications dans un doc Word)

11 juin :

ajout d'une fonction de lissage sur la viscosité pour tenter de réguler les fluctuations de pression. Du coup, ajout d'une fonction compte des particules voisines + conditions avec $s=r/h$ pour définir la zone de lissage avec redefinition de r et s .

bornage de la viscosité entre 1 et μ_max

27 juin :

Sur les versions 4 et 5 des codes sur la ferme, changement des longueurs de lissage pour la masse volumique (diminution de 25%) et de la viscosité (longueur doublée).

1 juillet :

création d'une fonction pour sortir le taux de cisaillement des particules fantômes (marche pas pour l'instant).

correction du calcul de μ_max pour le calcul du pas de temps.

15 juillet :

seuillage des pressions et taux de cisaillement en surface.

compilation sur la ferme en conservant les capteurs et profils.

3 août :

Nouveau seuillage couplé des pressions et taux de cisaillement en surface. comparaison avec en parallèle un test sur le nombre de particules. pas d'amélioration notable... *13 août :*

Modification des seuils sur la pression et le taux de cisaillement. Les résultats ne sont toujours pas bons.