

**ÉCOLE DOCTORALE MATHÉMATIQUES,
SCIENCES DE L'INFORMATION ET DE L'INGÉNIEUR**

**Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie
(ICube) – UMR 7357**

THÈSE présentée par :

Nicolas SCHAEER

Soutenue le : **27 septembre 2018**

Pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Sciences de l'Ingénieur – Mécanique des fluides

**Modélisation des écoulements à
surface libre de fluides non-newtoniens**

MEMBRES DU JURY :

M. NOUAR Chérif	Rapporteur, Directeur de Recherches au CNRS, LEMTA
M. LAIGLE Dominique	Rapporteur, Ingénieur-Chercheur (ICPEF) HDR, Irstea centre de Grenoble
M. DUFRESNE Matthieu	Directeur de thèse, Maître de conférences HDR, ENGEES, Université de Strasbourg
M. VAZQUEZ José	Co-directeur de thèse, Professeur, ENGEES, Université de Strasbourg

Table des matières

Remerciements	5
Résumé	8
Abstract	8
CHAPITRE 1. Introduction générale	9
1.1. Questionnement scientifique et technique fondé sur l'observation et la description phénoménologique des laves torrentielles.....	11
1.2. Problématique.....	24
1.3. Objectifs, démarche et cadre de la thèse.....	25
1.4. Conclusion du chapitre 1.....	26
CHAPITRE 2. Etat de l'art	29
2.1. Introduction du chapitre 2.....	29
2.2. Classification et modèles décrivant la mécanique des laves torrentielles.....	30
2.2.1. Elaboration d'une classification des laves torrentielles	30
2.2.2. Modèles granulaires.....	31
2.2.3. Modèles viscoplastiques	32
2.2.4. Modèles mixtes : exemple des lahars.....	34
2.2.5. Choix retenu pour décrire la mécanique des laves torrentielles	35
2.3. Techniques de modélisation du comportement non-newtonien d'un fluide à seuil	35
2.3.1. Modèles avec régularisation de la loi de comportement.....	36
2.3.2. Formulation variationnelle et minimisation par Lagrangien augmenté.....	38
2.3.3. Choix retenu pour la modélisation du comportement d'un fluide à seuil	40
2.4. Stratégies de calcul pour la modélisation de la surface libre des écoulements.....	41
2.4.1. Stratégie de calcul avec maillage.....	42
2.4.2. Stratégie de calcul sans maillage.....	44
2.4.3. Choix de la stratégie de calcul pour modéliser la surface libre des écoulements ...	46
2.5. Dimensions des outils de calcul utilisés en ingénierie pour l'étude des laves torrentielles : discussions, limites et orientations vers la modélisation tridimensionnelle.....	49
2.5.1. Dimensions 1D et 2D	49
2.5.2. Orientation vers la dimension 3D	52
2.6. Cas expérimentaux retenus pour la validation du code de calcul 3D	53
2.6.1. Préambule.....	53
2.6.2. Ecoulements en canaux étroits : les expériences de Debiante (2000)	53
2.6.3. Ecoulements révélateurs des zones rigides et liquides : les expériences de Souza- Mendes (2007) et de Luu (2015).....	54
2.6.4. Ecoulements en étalement : les expériences de Cochard (2009).....	57
2.6.5. Ecoulement de type rupture de barrage : les expériences d'Ancey (2009).....	60
2.7. Conclusion du chapitre 2.....	62
CHAPITRE 3. Méthodologie de modélisation numérique 3D pour les écoulements non- newtoniens à surface libre	64
3.1. Introduction du chapitre 3.....	64
3.2. Outil retenu : logiciel OpenFOAM.....	65
3.3. Les équations du mouvement.....	65

3.3.1.	Les équations de Navier-Stokes.....	66
3.3.2.	Description statistique de la turbulence, moyenne de Reynolds et modèles de fermeture de type RANS pour les équations de Navier-Stokes moyennées	66
3.4.	Modéliser une géométrie complexe.....	67
3.4.1.	Construction de la géométrie.....	67
3.4.2.	Génération du maillage.....	67
3.4.3.	Analyse de sensibilité au maillage	68
3.5.	Modéliser la surface libre	69
3.5.1.	La méthode Volume of Fluid.....	69
3.5.2.	Compression artificielle de l'interface.....	70
3.6.	Modéliser le comportement rhéologique d'un fluide à seuil.....	73
3.6.1.	Les différents modèles rhéologiques proposés dans OpenFOAM	73
3.6.2.	La régularisation bi-visqueuse appliquée au fluide de type Herschel-Bulkley	73
3.6.3.	Implémentation d'une nouvelle régularisation : modèle de Papanastasiou	76
3.7.	Conditions initiales et aux limites des calculs.....	78
3.7.1.	Conditions initiales.....	78
3.7.2.	Conditions aux limites.....	78
3.8.	Méthode des volumes finis	79
3.8.1.	Préambule.....	79
3.8.2.	Discrétisation spatiale.....	79
3.8.3.	Discrétisation temporelle	81
3.8.4.	Algorithme de résolution et stabilité des calculs.....	82
3.9.	Conclusion du chapitre 3.....	84

CHAPITRE 4. Validation du code de calcul 3D et levées des verrous à travers des expériences numériques..... 86

4.1.	Introduction du chapitre 4.....	86
4.2.	Les expériences de Debiane (2000).....	88
4.2.1.	Protocole expérimental	89
4.2.2.	Modélisation numérique 3D	90
4.2.3.	Résultats et discussion.....	93
4.2.4.	Conclusion des expériences de Debiane.....	128
4.3.	Les expériences de Luu (2015).....	130
4.3.1.	Protocole expérimental.....	131
4.3.2.	Modélisation numérique 3D.....	132
4.3.3.	Résultats et discussion.....	136
4.3.4.	Conclusion des expériences de Luu.....	157
4.4.	Les expériences de de Souza-Mendes (2007).....	159
4.4.1.	Protocole expérimental.....	159
4.4.2.	Modélisation numérique 3D.....	161
4.4.3.	Résultats et discussion.....	164
4.4.4.	Conclusion des expériences de de Souza-Mendes.....	172
4.5.	Les expériences de Cochard (2009).....	173
4.5.1.	Protocole expérimental	173
4.5.2.	Modélisation numérique 3D	174
4.5.3.	Résultats et discussion.....	178
4.5.4.	Conclusion des expériences de Cochard.....	191
4.6.	Les expériences d'Ancey (2009).....	193
4.6.1.	Protocole expérimental.....	193
4.6.2.	Modélisation numérique 3D.....	194
4.6.3.	Résultats et discussion.....	196
4.6.4.	Conclusion des expériences d'Ancey	198
4.7.	Conclusion du chapitre 4.....	198

CHAPITRE 5. Application du code de calcul à l'étude des écoulements à surface libre de laves torrentielles.....	205
5.1. Introduction du chapitre 5.....	205
5.2. Présentation du bassin versant de la Vaudaine	206
5.2.1. Localisation géographique	206
5.2.2. Hydrographie, topographie et modifications anthropiques	207
5.2.3. Rhéologie des laves torrentielles.....	209
5.2.4. Vulnérabilité du pont routier de la RD91 face aux laves torrentielles	209
5.2.5. Outil de calcul utilisé actuellement par le RTM : présentation du code Lave2D ..	211
5.3. Modélisation numérique 3D.....	212
5.3.1. Géométrie et maillage	212
5.3.2. Conditions aux limites.....	217
5.3.3. Rhéologie et régularisation numérique.....	218
5.3.4. Modèles et stratégie de calcul.....	218
5.3.5. Mise en œuvre	219
5.4. Résultats et discussion	220
5.4.1. Typologie des résultats présentés	220
5.4.2. Ecoulement global de la lave torrentielle	220
5.4.3. Hauteurs de lave torrentielle	224
5.4.4. Plages de dépôt.....	232
5.4.5. Zone chenalisée à l'amont du pont	241
5.4.6. Interaction de l'écoulement avec le pont routier.....	249
5.5. Conclusion du chapitre 5.....	258
5.5.1. Conclusion de la mise en œuvre du modèle 3D à un cas grandeur nature	258
5.5.2. Discussion	261
CHAPITRE 6. Conclusion générale et perspectives.....	263
6.1. Conclusion générale.....	263
6.2. Perspectives.....	265
Références bibliographiques.....	270
Table des figures	283
Liste des tableaux	291
Annexes	292

Remerciements

Je tiens tout d'abord à adresser mes sincères remerciements à M. Jonathan Wertel, Directeur de 3D Eau, pour son accueil, la confiance qu'il m'a accordée mais aussi pour m'avoir permis de réaliser ce travail de recherche et m'offrir l'opportunité de développer une thématique nouvelle autour des fluides non-newtoniens au sein de 3D Eau dont l'innovation est au cœur du quotidien de ceux qui participent à son histoire et à son rayonnement scientifique et technique.

J'exprime mes remerciements à l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT), pour leur soutien financier apporté à cette thèse CIFRE.

Je remercie mes directeurs de thèse, M. Matthieu Dufresne et M. José Vazquez, pour la qualité de leur encadrement. Je tiens à les remercier tout particulièrement et à leur témoigner toute ma reconnaissance pour l'expérience enrichissante et pleine d'intérêt qu'ils m'ont fait vivre durant ces trois années de thèse. Nul doute que leur aide, leur soutien et leurs précieux conseils, apportés au fil des échanges, m'ont permis de conforter mes connaissances théoriques et d'améliorer mes compétences scientifiques au cours de cette thèse ; sans oublier leur participation au cheminement de ce mémoire.

Mes remerciements s'adressent également à M. Gilles Isenmann, pour son suivi et ses indications, ses encouragements et son soutien, pour les informations qu'il m'a transmises, et enfin pour son attention et son écoute tout au long de cette thèse.

A eux, je leur adresse une attention particulière pour le temps qu'ils ont consacré à relire mon manuscrit.

Je souhaite adresser également mes remerciements à M. Chérif Nouar et M. Dominique Laigle, pour leur rôle en tant que rapporteurs de cette thèse, et à M. Vincent Kolinski pour sa participation au jury de thèse.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance envers M. Damien Kuss, dont l'activité au sein du RTM de Grenoble, a permis de donner à cette thèse un cadre d'application pour des écoulements grandeur nature de fluides non-newtoniens à travers l'étude des laves torrentielles sur le site de la Vaudaine. Pour cette collaboration, je souhaite aussi remercier les services de la DREAL Auvergne Rhône-Alpes pour leur contribution à ce projet par la diffusion d'informations topographiques de précision.

Merci à tous les membres du laboratoire ICube de Strasbourg. D'une part, les chercheurs, tous d'une grande pédagogie, avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger sur mes travaux de recherche. D'autre part, les doctorants et stagiaires passés ou présents : Gabriel, Maxence, David, Etienne, Nicolas, Xavier.

L'ensemble de l'équipe de 3D Eau trouvera ici ma reconnaissance pour sa coopération professionnelle, mais aussi pour m'avoir intégré rapidement au sein de l'entreprise, et pour la sympathie que chacun a exprimée à mon égard tout au long de cette période de trois ans. Ainsi je salue et remercie personnellement Sabrina, Marion, Sandra, Nicolas et Gabriel.

A mes amis et amies qui m'ont encouragé dans cette aventure, de près ou de loin : Thib', Max', la Buch', Vévé, Nico, Maxou, Galou, Lolo, Alex, Doc', Loïck, JS, Marion, Zélina, Tutu, Milène, Camille, Emeline, Amé'.

Je remercie toutes les personnes qui ont directement ou indirectement contribué à la réalisation de ce travail. Javier, Éric et Christine notamment.

J'exprime enfin mes remerciements les plus profonds à ma famille et à ma belle-famille.

J'adresse ici un message tout particulier à mes parents, qui m'ont soutenu comme jamais durant ces années d'études. Sans leur accompagnement et leur affection, je n'aurais pas pu connaître un parcours aussi riche et inattendu qui m'a conduit à cette thèse de doctorat. Cette thèse est dédiée à vous !

Enfin, mes derniers remerciements seront pour celle qui a participé à sa manière à la réussite de cette thèse. Merci pour ton amour inconditionnel, ton réconfort et tes encouragements. Merci d'avoir cru en moi et de m'avoir soutenu dans mes ambitions. Cette thèse est dédiée à toi !

Merci à tous !

Toutes les bonnes choses ont une fin...C'est donc avec une certaine émotion que je prends conscience que l'épisode le plus passionnant et enrichissant de ma vie d'étudiant s'achève ici. Ces souvenirs resteront gravés à jamais dans ma mémoire.

A mes parents

A mon épouse

Résumé

L'objectif de cette thèse est de développer un modèle numérique 3D afin d'étudier le phénomène de laves torrentielles ; écoulements visqueux fortement chargés en matière solide, surgissant en montagne lors d'orages violents. Aujourd'hui, la prévision des zones de vulnérabilité s'appuie sur des outils de calcul 0D, 1D ou 2D. Or ces outils ne peuvent représenter pleinement le comportement à surface libre des écoulements du fait de nombreuses approximations et hypothèses. Ainsi cette thèse met en œuvre un code numérique 3D pour étudier ces écoulements. Ce travail aboutit à la construction d'un modèle 3D à partir de données réelles de terrain. Plusieurs scénarios ont été étudiés et comparés à des résultats issus d'un modèle 2D. Les résultats mettent en évidence les apports non négligeables de la modélisation 3D : zones d'étalement et de dépôt, phénomènes d'encombrement, modélisation fine des écoulements dans les zones chenalées. Préalablement, le modèle 3D a été validé en comparant les résultats numériques à des données expérimentales issues de la littérature, pour des typologies d'écoulement représentatives de celles observées sur des sites grandeur nature.

Mots clés : Lave torrentielle, Modèle numérique, Mécanique des fluides numériques, Fluide non-newtonien, Fluide à seuil, Ecoulement à surface libre, Outil de prévision.

Abstract

The objective of this thesis is to develop a 3D numerical model to assess debris flow. These viscous flows, heavily loaded with solid matter, form when heavy rain occurs in mountains. Today, forecasts of potentially impacted areas are based on 0D, 1D and 2D numerical tools. However, these tools cannot fully represent the free surface behaviour of debris flows due to the approximations and assumptions on which they are based. Thus, this work utilises a 3D numerical code to study this phenomenon. A specific model is built with real field data. Several flow scenarios are studied and compared with a 2D numerical model. The results highlight the significant benefits of a 3D approach by providing information on the fine representation of flow dynamics over the catchment area. The model also predicts the impact of debris flow (overflowing on a road bridge) and the zones of deposition and spreading. It highlights possible congestion phenomena and reproduces flows in the channels by fully accounting for parietal friction, capabilities not provided by 2D models. Prior to this application, the 3D model was evaluated with five sets of experimental data to validate its ability to represent viscoplastic flows. Different types of flows are studied and are representative of those observed on real sites when debris flow occur.

Keywords: Debris flow; Numerical model; Computational Fluid Dynamics; Non-Newtonian fluids; Yield stress fluids; Free surface flow; Prediction tool.

CHAPITRE 1. Introduction générale

Du fait divers local...

Dans la nuit du 1^{er} au 2 août 2014, de violents orages s'abattent près du village de Chantelouve en Isère. Plusieurs ruisseaux de montagne entrent en crue, notamment le torrent du Grand Rocher dont la source est située sur le versant dominant le village. D'énormes quantités d'éléments rocheux sont arrachées par le torrent qui se charge fortement en matériaux. Peu à peu, l'écoulement se transforme en puissante crue torrentielle et se déverse sur le hameau de la Chalp, situé entre le torrent et la Malsanne, cours d'eau de la vallée dans lequel se jette le torrent. Très rapidement, les ponts du hameau entrent en charge, engendrant des débordements de coulées de pierres et de boues de part et d'autre du chenal d'écoulement.



Figure 1 : Dégâts causés dans le village de Chantelouve (Isère, France) suite à l'événement du 2 août 2014 (Source : Damien Kuss, RTM 38, ONF).

Les portes et les fenêtres des maisons situées à proximité du torrent sont fracassées et les rez-de-chaussée sont envahis. Le lendemain matin, aucune victime humaine n'est à déplorer mais le constat établi par les habitants, les services préfectoraux et de secours est impressionnant. On relève jusqu'à deux mètres de débris sur les voiries et la majorité des habitations sont impactées par des dégâts les rendant désormais inhabitables. Immédiatement, les opérations de déblaiement s'organisent. Il est impératif de remettre le torrent dans son lit car un nouvel épisode orageux est annoncé dans la soirée du 2 août. A l'issue de cet événement, le service Restauration des Terrains de Montagne (RTM) de l'Office National des Forêts (ONF) est intervenu afin de déterminer l'origine du phénomène et d'estimer le risque que pouvait encore présenter le secteur.

Ces écoulements sont fréquents sur ce secteur (la dernière lave torrentielle avait été observée en 2001) mais l'événement de 2014 demeure de loin le plus destructeur et certainement le plus impressionnant selon les témoignages des habitants. Suite à cette catastrophe, des familles ont dû être relogées, des habitations ont été reconstruites et des parcelles agricoles ont été remises en état car le déversement de boues et la présence de blocs en nombre les avaient rendues inexploitable.

...à l'échelle mondiale

La lave torrentielle de Chantelouve n'est pas un événement isolé. De par le monde, les zones de montagne sont affectées par ce risque naturel et les conséquences de tels écoulements peuvent être bien plus dramatiques (pertes humaines, dommages structurels importants). De plus le changement climatique mondial conduit à une recrudescence du phénomène (Cha & Kim, 2013; Kobiyama *et al.*, 2010; Wiczorek & Glade, 2005). Dans le périmètre des Alpes françaises (départements de l'Isère, de la Savoie, des Hautes-Alpes et des Alpes-de-Haute-Provence), plus de 550 laves torrentielles ont été constatées depuis 1970, dont 298 impactant le réseau routier (Pavlova *et al.*, 2014). Dans le nord, les laves se déclenchent suite à des précipitations de longue durée (Jomelli *et al.*, 2011) alors que dans le sud ce sont les précipitations extrêmes qui les génèrent (Pavlova *et al.*, 2014).


De l'autre côté de la frontière, en Suisse, on recense plus de vingt morts au cours des trente dernières années (Naef & McArdell, 2004), dont trois seulement au cours de l'année 2006 (Bardou & Favre, 2008). Le coût des dégâts matériels associés à ces phénomènes est généralement considérable. En 2002, 12 millions d'euros de dégâts matériels ont été constatés pour le seul village de Rueun dans le massif des Grisons, touché par des laves torrentielles. Les versants italiens des Alpes sont aussi sujets au phénomène (Zanchetta *et al.*, 2004). A titre d'exemple, citons les laves torrentielles de Sarno qui ont entraîné la mort de 161 personnes en mai 1998 (Del Prete *et al.*, 1998; D'Ambrosio *et al.*, 2003; Guadagno *et al.*, 2005) ou plus récemment les multiples coulées observées près de Saponara et d'Itala en 2009 et 2011 (Cama *et al.*, 2017).

A l'échelle mondiale, les laves torrentielles peuvent être parfois si violentes et causer tellement de dégâts qu'elles sont considérées comme catastrophes naturelles (Santi *et al.*, 2011). En 1985, les lahars du Nevado del Ruiz (coulées boueuse d'origine volcanique dont le comportement est similaire à celui des laves torrentielles) détruisent la ville d'Armero en Colombie et font 23 000 victimes (Pierson *et al.*, 1990). En 1999, 15 000 personnes perdent la vie dans l'état de Miranda au Venezuela suite à des laves torrentielles (García-Martínez & López, 2005). De très nombreux pays comme la Chine (Zhang & Matsushima, 2018; Zhang & Matsushima, 2016; Yu *et al.*, 2010; Wang *et al.*, 2015; Hu *et al.*, 2012), Taiwan (Chen *et al.*, 2006), l'Iran (Banihabib & Forghani, 2017), le Brésil (de Carvalho Faria Lima Lopes *et al.*, 2016), les Etats-Unis (Kelsey, 1978), le Canada (VanDine & Bovis, 2002) sont concernés par le phénomène dont l'intensité varie d'un événement à un autre.

Faisons le point

On parle donc de lave torrentielle pour caractériser le phénomène de crue exceptionnelle ayant impacté le hameau de la Chalp à Chantelouve en août 2014. Les laves torrentielles entrent dans le domaine des écoulements complexes.

Elles constituent une thématique privilégiée en mécanique des fluides depuis plusieurs décennies. Ce volet de recherche regroupe à la fois des notions de mécanique des fluides et de rhéologie, matière qui correspond à l'étude du comportement des matériaux. En effet, les laves torrentielles sont des écoulements fortement chargés en particules, ne pouvant être considérés comme des fluides similaires à l'eau et font l'objet de nombreux développements d'outils numériques pour reproduire et comprendre leur comportement. C'est dans ce contexte précis que s'inscrivent ces travaux de thèse, et plus précisément dans le cadre d'une thèse CIFRE, effectuée au sein de l'entreprise 3D Eau et encadrée par le laboratoire ICube de l'Université de Strasbourg. Une collaboration scientifique et technique avec le service RTM de l'ONF de Grenoble a contribué également à alimenter la réflexion du travail.

 *L'objectif global de ces travaux de recherche est de pouvoir développer un outil numérique prédictif des laves torrentielles.*

1.1. Questionnement scientifique et technique fondé sur l'observation et la description phénoménologique des laves torrentielles

Les laves torrentielles sont des écoulements gravitaires à surface libre. Elles sont omniprésentes dans les zones montagneuses et leurs conséquences peuvent aller du simple débordement de torrent à la perte de multiples vies humaines. Elles affectent également les infrastructures et contribuent à la modification de la topographie du bassin versant torrentiel (Davies, 1988; Takahashi, 1981). Nous nous intéressons ici à décrypter la phénoménologie de ce type d'écoulement si particulier. Le but est d'identifier les principales caractéristiques des laves torrentielles, de comprendre ce qui les différencie des écoulements classiques (eau claire par exemple), et de poser les jalons du questionnement scientifique qui sera abordé dans la suite de ce manuscrit.

La problématique de cette thèse sera détaillée par la suite mais elle peut se résumer à ce stade à la volonté de reproduire le phénomène via un outil de calcul numérique. Nous proposons au lecteur une description phénoménologique construite autour d'une suite de questions faisant intervenir des notions d'hydraulique et de rhéologie.

? Quelles sont les différentes séquences temporelles des laves torrentielles ?

La plupart des observations de laves torrentielles met l'accent sur le caractère transitoire des écoulements qui surgissent généralement par bouffées non uniformes (Johnson, 1970; Li *et al.*, 1983; Niyazov & Degovets, 1975; Pierson, 1980; Pierson, 1986; Coussot, 1992; Johnson & Rodine, 1984). Elles apparaissent généralement par vagues successives séparées de quelques minutes. Leur apparition est assez similaire à des lâchées d'eau derrière un barrage. Le nombre de bouffées

est très variable au cours d'un événement (jusqu'à une centaine). Dans les régions alpines françaises, on observe habituellement une à trois bouffées ; au plus une demi-douzaine par événement (Sauret, 1987). Les laves torrentielles se distinguent des glissements de terrain par la dynamique temporelle en trois séquences qu'elles présentent (Remaître, 2006; Vaunat & Leroueil, 2002), comme cela est illustré par la Figure 2, à savoir le déclenchement, la propagation et l'étalement (dépôts).

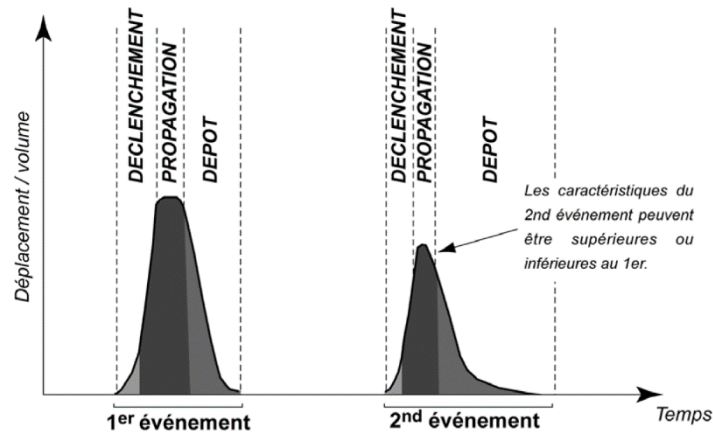



Figure 2 : Dynamique temporelle typique d'une lave torrentielle (Remaître, 2006).

Ces trois séquences sont associées à un découpage du bassin versant de montagne sur lequel les écoulements apparaissent. On distingue alors trois zones (cf. Figure 3) : le bassin de réception, le chenal d'écoulement et le cône de déjection.

 *Par abus de langage, les laves torrentielles sont souvent confondues avec les coulées de boue (ou coulées boueuses). Or il s'agit de deux phénomènes bien distincts.*

Les coulées de boues se déclenchent en pleine pente, sans existence préalable d'un chenal.

Elles se produisent souvent suite à un glissement de terrain, à partir du matériel glissé que des apports d'eau (pluie, fonte de neige) peuvent avoir détremés jusqu'à que soit atteinte la limite de liquidité. En comparaison, **les laves torrentielles se produisent dans un chenal préexistant** (ravine, torrent) et avec une inclinaison importante. Elles se composent d'un mélange relativement hétérogène de matériel solide (fines et blocs) et d'eau. L'eau et les sédiments fins (fines et argiles) constituent un mélange d'une masse volumique élevée (1 800 kg/m³ à 2 200 kg/m³), capable d'entraîner des blocs de plusieurs tonnes.

Le déclenchement a lieu généralement au niveau du bassin de réception, source du ruissellement et de la production sédimentaire. Cela constitue la première phase d'une lave torrentielle. Dans cette zone, la pente du terrain naturel est forte (généralement supérieure à 30 %). La (re)mobilisation d'un glissement de terrain actif ou un ruissellement généralisé et un ravinement peuvent être à l'origine du déclenchement. On parle alors respectivement soit de lave à genèse 'mouvement de terrain', soit de lave à genèse 'hydraulique'.

La propagation est la seconde phase d'une lave torrentielle. Elle a lieu dans le chenal d'écoulement où transitent les écoulements déjà formés. Durant cette période, on observe une augmentation du volume de la lave torrentielle et ce en raison de plusieurs facteurs (morphologie du chenal, correction torrentielle). Les caractéristiques de la lave torrentielle évoluent le long du

trajet lors de la propagation du fait de l'ajout de matériaux au sein de l'écoulement. Le comportement du mélange est constamment modifié de par les mouvements des gros blocs au sein du mélange, de la sédimentation partielle des matériaux, etc. A cela s'ajoute le changement de la morphologie du chenal d'écoulement au cours du trajet qui peut influencer le comportement de la lave : augmentation ou diminution de la vitesse et/ou de la hauteur d'écoulement, etc.

Enfin, la dernière séquence correspond à **l'étalement** qui a lieu au niveau du cône de déjection. A cet endroit, le lit du torrent s'ouvre sous l'effet de la diminution de pente. Le torrent aura alors tendance à déposer une part importante de sa part sédimentaire avant de rejoindre la rivière en fond de vallée. Arrivée dans cette section du bassin versant, la lave torrentielle tend à s'arrêter et l'étalement (dépôts de matériaux) dépend de la morphologie du terrain naturel (pente, etc.) et du comportement des matériaux constituant de la lave. Cette dernière séquence correspond aussi à la confrontation entre enjeux et aléas associés au risque de la lave torrentielle. Au final, les laves torrentielles peuvent parcourir de longues distances de l'ordre de plusieurs kilomètres.

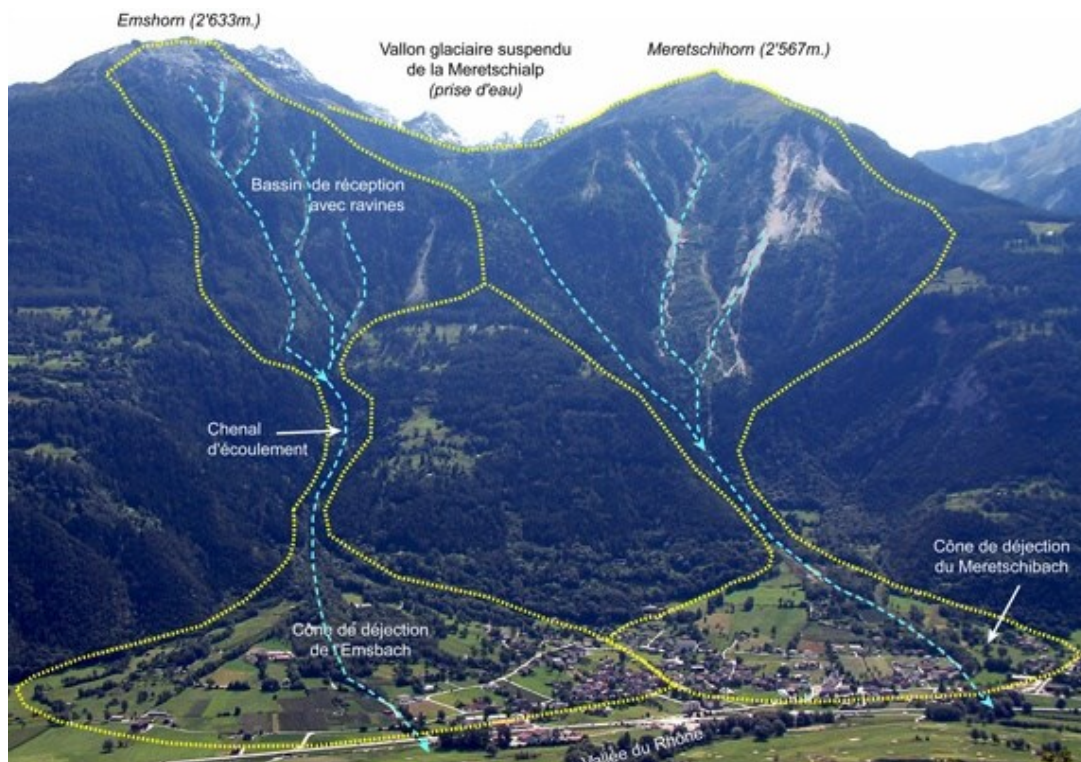


Figure 3 : Zones fonctionnelles typiques d'un bassin versant de torrentiel (Morard, 2009).

☞ *Relevons ici qu'une lave torrentielle apparaît typiquement selon la séquence suivante : déclenchement en tête de bassin versant, propagation dans le chenal d'écoulement, et étalement sur le cône de déjection.*

L'objectif de modélisation du phénomène nous amène au questionnement suivant :

- Pour évaluer les conséquences des écoulements de laves torrentielles sur les zones à fort enjeux, est-il nécessaire de modéliser toutes les phases de l'écoulement ?
- Pourrait-on représenter seulement une ou deux séquences dans le modèle numérique ?
- Si oui, comment procéder à cette simplification dans le code de calcul ?

? A quoi ressemble un écoulement de laves torrentielles ? Quelles sont les entités qui la forment ?

Lorsqu'on observe une lave torrentielle s'écouler dans un chenal, elle présente habituellement trois parties distinctes : un front (ou bourrelet frontal), un corps et une queue (Bardou, 2002). Sa composition n'est pas uniforme au sein du volume en mouvement. Les trois parties distinctes de la lave se forment sous l'effet de la sédimentation et de la ségrégation qui provoquent un dépôt ou une mobilisation de matériaux (cf. Figure 4).

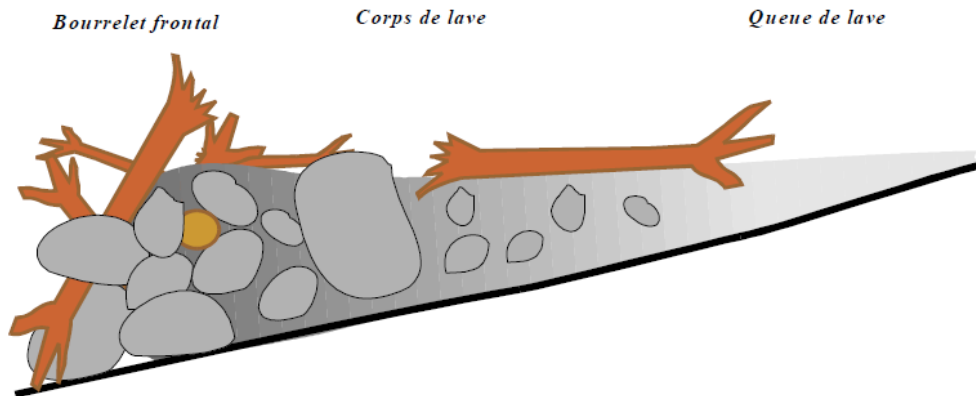


Figure 4 : Structure longitudinales d'une lave torrentielle (Koulinski, 2013).

Pour illustrer notre propos, intéressons-nous au cas du torrent de l'Illgraben, situé en Suisse dans le canton du Valais. Affluent du Rhône, il prend sa source sur le versant nord de l'Illhorn. De nombreux travaux de recherche portent sur ce torrent car une forte activité de laves torrentielles y est constatée (de Haas *et al.*, 2018; Bennett *et al.*, 2013; Ivy-Ochs, 2012; Schlunegger *et al.*, 2009; Berger *et al.*, 2011). Le nombre important d'événements observés a conduit l'Institut Fédéral de recherches sur la forêt, la neige et le paysage (WSL ; www.wsl.ch) à instrumenter le site depuis 2000 afin d'y établir une surveillance. Des dispositifs de mesure ont été installés sur le bassin versant et dans le chenal d'écoulement du torrent. Des caméras font partie du panel des outils de surveillance mis en place, ce qui signifie que plusieurs écoulements de laves torrentielles ont pu être enregistrés. Parmi les derniers événements observés sur l'Illgraben, nous avons sélectionné l'exemple de la lave torrentielle du 22 juillet 2016 qui est représentatif des écoulements observés sur ce site.

Le front d'une lave torrentielle possède un faible volume mais il est très marqué (Cousot, 1992). Il est visible en tête de l'écoulement comme le montre la Figure 5. Il est constitué des plus gros éléments (grands blocs rocheux), généralement en contact direct, et semble être poussé chaotiquement par le reste de la coulée. On parle alors de front granulaire.

Ce front a un rôle prédominant car il présente une section très importante. De plus, la concentration solide et la viscosité y sont élevées. En observant les écoulements, on constate que les blocs les plus imposants sont généralement situés juste à l'arrière immédiat du bourrelet frontal. La capacité de transport d'une lave torrentielle est considérable. En effet, lors de certaines crues, des blocs de plus d'une centaine de tonnes peuvent être déplacés. Le front d'une lave présente un effet destructeur notamment en cas de choc frontal avec des ouvrages (des ponts par exemple) de par la forte intensité des efforts locaux.



Figure 5 : Front de la lave torrentielle de l'illgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).

☞ Gardons ici à l'esprit que le front d'une lave torrentielle est composé de gros blocs. A cet endroit, le mélange possède une forte concentration solide et une viscosité élevée.

Le corps de la lave torrentielle se situe derrière le front. Il se compose d'un mélange d'apparence boueuse, très riche en débris, mais beaucoup plus fluide (cf. Figure 6). Il présente une structure de mélange plutôt homogène en comparaison du front. La proportion en particules fines est plus importante. Le rôle du corps est non négligeable car il joue un rôle moteur dans le déplacement de la lave du fait de la part volumique qu'il représente. Les efforts mécaniques dans le corps sont très élevés notamment en raison d'une masse volumique proche de $2\,200\text{ kg/m}^3$.



Figure 6 : Corps de la lave torrentielle de l'illgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).

☞ Retenons ici que le corps d'une lave torrentielle se différencie du front. Le mélange est davantage homogène et représente la part volumique la plus importante de l'écoulement.

La queue de la lave torrentielle (cf. Figure 7) est la dernière section de l'écoulement que l'on observe lors d'un événement. On constate un charriage hyperconcentré et une section

d'écoulement alors nettement plus réduite. La queue joue un rôle mineur car la concentration solide et la viscosité y sont faibles. Son apparition est associée à un passage progressif vers un écoulement moins concentré.


 Notons que la queue d'une lave torrentielle possède une faible concentration en matériaux et joue un rôle mineur dans l'écoulement.



Figure 7 : Queue de la lave torrentielle de l'Illgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).

En observant l'événement de 2016 sur l'Illgraben, nous sommes interpellés car la lave torrentielle présente, non pas trois parties comme nous le pensions initialement, mais quatre entités. En effet, nous constatons que lorsque le débit de la lave diminue, la largeur de l'écoulement se réduit faisant apparaître, de part et d'autre du torrent, des dépôts sur les deux rives, comme illustré par la Figure 8.

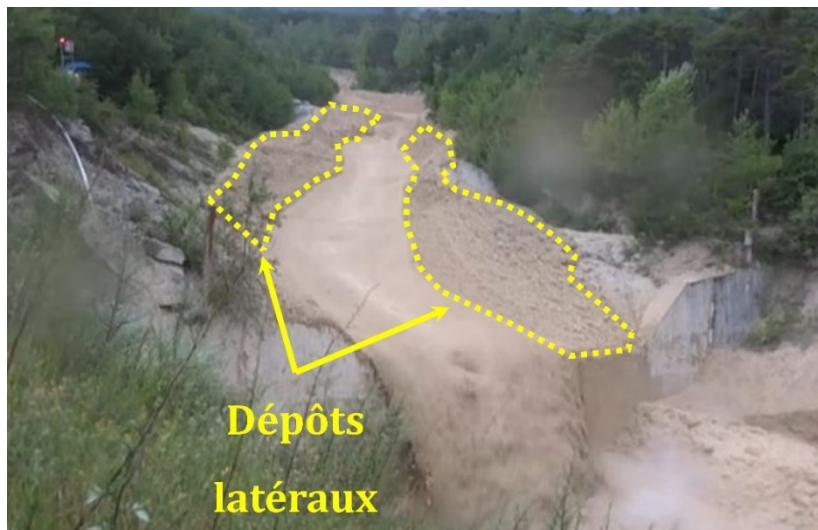


Figure 8 : Dépôts latéraux observés sur les rives de l'Illgraben lors de la lave torrentielle du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).

Ces dépôts présentent une structure sous la forme de bourrelets, d'aspect similaire au front. On parle régulièrement de levées de matériaux grossiers dans ce cas. L'écoulement présente ici une particularité à relever : la lave continuant à s'écouler au centre du chenal présente un comportement plutôt liquide alors que les dépôts latéraux formés de part et d'autre ont davantage un comportement rigide et demeurent en place.



Figure 9 : Bourrelet latéral typique témoignant du passage d'une lave torrentielle : exemple du torrent de la Vaudaine à Livet-et-Gavet (Isère, France) (Ministère de l'Ecologie, 2012).

Remarquons qu'en plus du front, du corps et de la queue, une lave torrentielle peut former des bourrelets latéraux constituant la quatrième entité fonctionnelle de l'écoulement.

L'agencement de ces éléments est schématisé par la Figure 10 (Bardou, 2002).

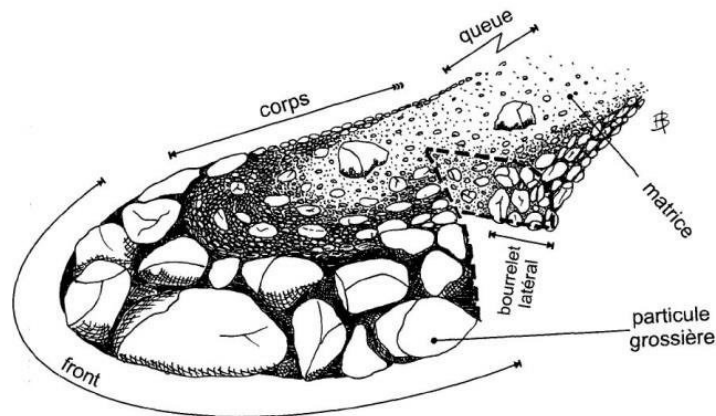


Figure 10 : Représentation d'une lave torrentielle typique (Bardou, 2002).

La perspective de modéliser numériquement le phénomène amène le questionnement suivant :

- Est-il nécessaire de représenter toutes les entités de la lave (corps, front, queue) pour obtenir le comportement global du fluide à seuil ?
- Pourrait-on faire certaines hypothèses sur la représentation des entités de la lave ?
- A titre d'exemple, pourrait-on négliger le front à l'avant de la coulée et ainsi ne pas tenir compte des gros blocs de matériaux ?

? Est-ce qu'une lave torrentielle est un écoulement classique d'hydraulique d'eau claire ?

Dans un torrent, l'eau avance rapidement et l'écoulement est turbulent. Rappelons qu'un torrent fait référence à un contexte à fortes pentes, favorisant l'érosion et le transport de sédiments arrachés sur les pentes ou prélevés sur le lit même sous l'action de l'écoulement. Les petites particules solides se déplacent à la même vitesse que l'eau. C'est pourquoi, lors des crues, l'eau des rivières a une couleur foncée. Mais la quantité de matière solide déplacée reste faible par rapport au volume d'eau. Les grains de sable et les cailloux sont trop lourds pour être transportés en suspension. Ils roulent sur le fond ou se déplacent par petits bonds (charriage). Leur vitesse est très inférieure à celle de l'eau. Enfin si la pente est assez forte et les particules solides sont très nombreuses, elles peuvent se déplacer par paquet, plus ou moins indépendamment de l'eau. Ce phénomène est à l'origine des glissements de terrain. Au-delà de ces phénomènes courants, les laves torrentielles sont des phénomènes plus rares mais elles présentent un risque important. Ainsi, il existe différents types d'écoulements torrentiels en zone de montagne (Cousot & Meunier, 1996; Pierson, 2005).

Une classification a été établie par Meunier (Meunier, 1991) et reprise par Remaître (Remaître, 2006) permettant la distinction des phénomènes liés à la gravité en fonction de la concentration solide (axe horizontal de la Figure 11), de la teneur en eau et de la nature des matériaux (axe vertical de la Figure 11). On constate de nombreux phénomènes entre l'eau et le matériau solide, continus les uns par rapport aux autres, mais dont les limites demeurent peu précises. La connaissance et la maîtrise de l'ensemble de ces phénomènes impliquent une pluridisciplinarité, cependant les laves torrentielles s'inscrivent dans une discipline particulière qu'est l'hydraulique torrentielle. A partir des études en hydraulique torrentielle, comme celles menées par le RTM, deux types d'écoulement se distinguent : les laves torrentielles et les écoulements hyperconcentrés. A noter que le terme de « laves torrentielles » rappelle à tort un contexte volcanique et peut être discuté (Foucaut & Raoult, 1980).

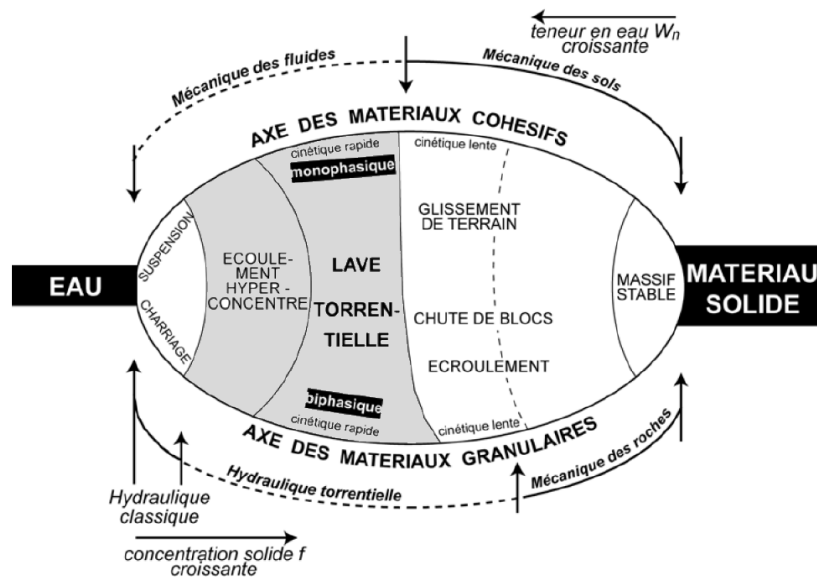



Figure 11 : Phénomènes lents et rapides en hydraulique et mouvements de terrain (Remaître, 2006).

 Retenons qu'une lave torrentielle, du fait de sa composition, ne semble pas pouvoir être modélisée avec les outils de l'hydraulique classique. L'approche de simulation doit prendre en compte la particularité du mélange entre matériaux solides et phase liquide. Les laves torrentielles n'entrent pas dans l'étude des fluides classiques d'autant plus que les frontières sont plus ou moins définies clairement avec les écoulements hyperconcentrés. On s'attend à une loi de comportement rhéologique caractérisant la lave torrentielle très différente de l'eau.

? Quels matériaux composent une lave torrentielle ? Cela en fait-il un fluide ou non ?


Les laves torrentielles sont définies de la sorte (Innes, 1983; Costa, 1984; Coussot, 1996; Recking *et al.*, 2013) : ce sont des volumes importants de quelques m³ jusqu'à des centaines de milliers de m³ (voire plusieurs millions de m³), formant un mélange dense, boueux et rocailleux, fortement concentré (entre 45 et 80 % en volume de fraction solide dans l'écoulement), constitué d'eau, de sédiments et de matière organique, et s'écoulant de manière brutale dans les lits des torrents de montagne.

Elles sont considérées comme des écoulements subaériens granulaires lubrifiés d'apparence cinématiquement monophasique (Bardou, 2002). Le terme « lubrifié » attribué aux écoulements de laves torrentielles est lié au type d'interactions entre les constituants. Bardou (Bardou, 2002) explique qu'il existe un lien très fort entre les grains rocheux et le fluide interstitiel, composé par les fines et l'eau (cette caractéristique ne se retrouve pas systématiquement au niveau du front de la lave). Dès lors, un comportement visqueux et/ou frictionnel apparaît. Le rôle de lubrifiant est joué par la portion d'eau boueuse de l'écoulement.

Leur granulométrie est très étendue, allant des argiles à des blocs de plusieurs mètres de diamètres (Jakob & Hungr, 2005). Cependant les laves torrentielles présentent un faible tri granulométrique tout au long de l'écoulement (notamment lors de la phase de dépôt). La taille des grains des matériaux fins (entre 1 µm et 20 mm) impacte directement la rhéologie et le comportement de la lave (Ancy, 2007; Bardou, 2002). La boue interstitielle (appelée matrice boueuse) possède une masse volumique élevée (entre 1 800 et 2 200 kg/m³) ce qui lui permet de transporter des blocs rocheux de taille importante.

Il est intéressant de noter qu'avec une concentration volumique de 20 % d'eau, ce mélange peut avoir un comportement de type fluide. L'eau, étant un fluide dit newtonien, par définition il existe une proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse (en fonction de la hauteur).

Il semble peu évident de trouver une analogie ici entre l'hydraulique en eau claire et les laves torrentielles au vu des proportions du mélange. Ainsi on qualifie les laves torrentielles de **fluides complexes**.

 Notons ici que les laves torrentielles présentent des concentrations solides élevées et forment des mélanges eau/sédiment si homogènes que l'on distingue habituellement une seule masse boueuse et rocailleuse en écoulement dans laquelle l'eau et les sédiments sont transportés à la même vitesse.

La perspective de modéliser numériquement le phénomène amène le questionnement suivant :

- Quelle approche retiendrait-on pour représenter la mécanique du mélange constituant la lave torrentielle : vision d'un mélange granulaire hétérogène ou vision plus macroscopique en supposant la lave comme un mélange boueux et homogène ?
- Comment l'outil de calcul prendrait-il en compte le comportement complexe de la lave ?
- Est-il nécessaire de représenter la dynamique des matériaux au sein du mélange (phénomène de sédimentation interne, etc.) ?

? Pourquoi les laves torrentielles s'arrêtent-elles de couler et forment-elles des dépôts ?

En les observant, le comportement des laves torrentielles n'est pas comparable aux écoulements d'eau claire habituellement rencontrés. Un des aspects qui permet de les distinguer concerne leur phase d'arrêt et leur tendance à créer des dépôts de matériaux.

Premièrement, l'exemple de la lave de l'Illgraben de 2016, présenté précédemment, a permis de mettre en évidence une dualité dans le comportement de l'écoulement durant l'événement. D'une part, on observe que la lave s'écoule au milieu du chenal. Elle agit comme un fluide. D'autre part, on constate qu'une partie de l'écoulement a tendance à s'immobiliser et agir comme un solide. *In fine*, de nombreux dépôts latéraux sont constatés sous la forme de bourrelets. Ce comportement a été relevé pour les laves torrentielles impliquant de fortes concentrations solides (Cousot, 1996; Major, 1996). Le comportement de l'écoulement se situe entre fluide et solide avec un arrêt en masse de la coulée à certains endroits pouvant conduire à des épaisseurs de dépôts importantes (de l'ordre du mètre) ainsi qu'à la formation de bourrelets latéraux et frontaux.

Deuxièmement, on note plus généralement que, sur des faibles pentes, les laves torrentielles présentent souvent une incapacité à continuer à s'écouler, laissant derrière elles de nombreux matériaux grossiers. Cet aspect de l'écoulement est notamment observé lorsque les laves torrentielles atteignent la vallée. A ce moment, la pente du terrain naturel décroît, les laves peuvent sortir du lit du torrent, envahir le cône de déjection et s'immobiliser. L'arrêt de l'écoulement, sur des terrains de pente non nulle, est impossible à observer avec de l'eau (cf. Figure 12).



Figure 12 : Arrêt d'une lave torrentielle sur un terrain de pente non nulle (Kouliniski, 2013).

Troisièmement, on relève une différence notable lorsqu'on compare la relation hauteur-vitesse d'une lave torrentielle avec de l'eau claire comme le montre la Figure 13. Cette comparaison qualitative met en évidence le fait que la hauteur de lave est presque indépendante du débit car la vitesse augmente rapidement. Au contraire de l'eau, le débit n'est pas un paramètre prépondérant de l'écoulement d'une lave torrentielle. De plus, on note que l'écoulement d'une lave torrentielle se produit à partir d'une certaine épaisseur de matériaux (Coussot, 1996) : il existe donc **un seuil de début de mise en mouvement**.

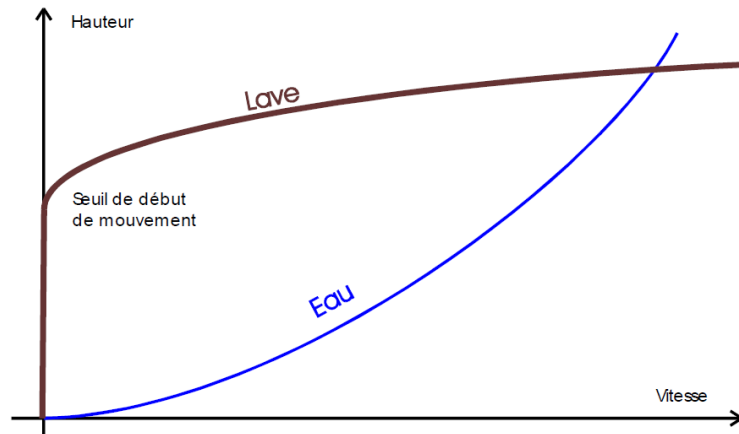


Figure 13 : Représentation qualitative des relations hauteur-vitesse pour de l'eau et une lave torrentielle (Koulinski, 2013).

👉 *Les travaux menés mettent en évidence les particularités du caractère non-newtonien des laves torrentielles : dualité de comportement (phase liquide, phase rigide), arrêt sur des pentes non nulles, présence d'un seuil de mise en mouvement.*

La majorité des fluides ont un comportement newtonien, c'est-à-dire qu'il existe une relation linéaire entre la **contrainte de cisaillement** τ (Pa) et le **taux de cisaillement** $\dot{\gamma}$ (s^{-1}) : ils sont proportionnels. Le coefficient de proportionnalité qui les relie est appelé **viscosité dynamique** η (Pa.s). Ces termes étant des notions clés en rhéologie, leur définition précise est proposée au lecteur en Annexe 1. Cette relation est caractéristique des fluides newtoniens : la viscosité est constante quelle que soit la contrainte ou le taux de cisaillement. Cette propriété apparaît en traçant graphiquement la contrainte de cisaillement τ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. On parle alors de courbe d'écoulement (cf. Figure 14).

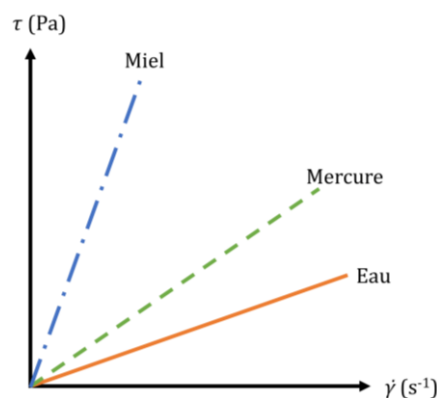


Figure 14 : Courbes d'écoulement pour divers fluides newtoniens.

La majorité des fluides newtoniens sont constitués de molécules simples mais les fluides complexes comme les laves torrentielles n'obéissent pas à ce principe. Elles sont constituées d'un mélange d'eau et de constituants solides (boues). La relation exposée ci-dessus ne peut pas s'appliquer. Au contraire de l'eau, il n'y a pas de relation linéaire entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement.

Pour un tel fluide, la courbe d'écoulement fait apparaître un seuil de début de mouvement (cf. Figure 15). Il correspond à un seuil de contrainte. Cela correspond à la contrainte nécessaire pour que le mouvement débute. Le taux de cisaillement reste nul tant que la contrainte n'a pas atteint le seuil. En dessous du seuil, la viscosité correspondante est infinie car la contrainte peut être non nulle alors que le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ demeure rigoureusement nul. Ainsi on peut avoir une épaisseur importante de lave torrentielle sur une pente significative, sans qu'il y ait de mouvement de matériaux (Coussot, 1996). La lave torrentielle supporte alors une contrainte (sous la forme de son poids) tout en résistant à l'écoulement. Dans ce cas on parle de **fluide non-newtonien à seuil**. Le seuil de contrainte est le paramètre clé du comportement d'un fluide à seuil (Couarraze *et al.*, 2014). La présence du seuil d'écoulement se retrouve pour d'autres fluides présents davantage dans notre quotidien. A titre d'exemple, on peut citer entre autre les yaourts, les compotes, les sauces, les peintures, les colles, le sang, les boues qui possèdent les caractéristiques d'un solide élastique ou d'un fluide visqueux selon les conditions. Pour les laves torrentielles, ce seuil pourra être compris entre 500 Pa et $1,0 \times 10^4$ Pa.

Remarque : En complément des ordres de grandeur fournis ici pour le seuil d'écoulement, le lecteur pourra trouver en Annexe un récapitulatif des principales caractéristiques des laves torrentielles (mettre le tableau du bilan de la partie phénoménologique en Annexe)

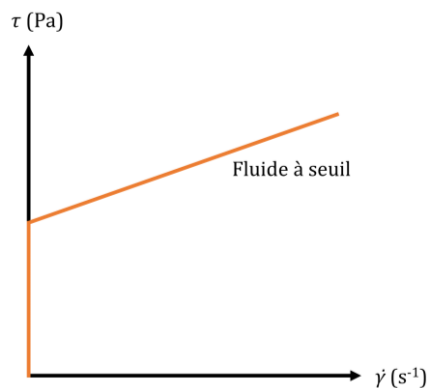



Figure 15 : Courbe d'écoulement un fluide non-newtonien à seuil.

Lorsque la contrainte de cisaillement exercée est supérieure à la contrainte seuil, la lave torrentielle entre en mouvement et s'écoule. Si la contrainte passe sous la valeur du seuil (réduction de la pente, diminution de la hauteur d'écoulement), la lave torrentielle présentera un comportement rigide et aura tendance à s'immobiliser en laissant des dépôts sur le terrain naturel.


 Remarquons ici que les laves torrentielles, en tant que fluide à seuil, peuvent présenter, au cours du même mouvement, deux parties bien distinctes : une partie rigide où $\dot{\gamma}$ est nul et une partie cisailée en mouvement où $\dot{\gamma}$ est différent de zéro.

A ce stade de la description, le questionnement scientifique peut être complété, toujours dans l'optique de reproduire numériquement les écoulements :

- Comment représenter fidèlement les effets du comportement rhéologique de la lave torrentielle ? Comment tenir compte de l'existence du seuil d'écoulement ?
- Y-a-t-il des modèles décrivant ce seuil ?
- Avec quelles équations pourrait-on le décrire ?
- Selon les hypothèses retenues, serait-il possible d'identifier au sein de l'écoulement les parties rigides des zones en mouvement ?
- Si oui, sur quels critères ou caractéristiques de l'écoulement pourrait-on se baser pour marquer cette frontière de comportement au sein du fluide ?

? Quelle est la dynamique d'une lave torrentielle ? Quelle conséquence pour la surface libre des écoulements ?

Les laves torrentielles présentent des régimes d'écoulement fortement transitoires. On constate sur les bassins versants des phénomènes d'accélération des écoulements de l'amont vers l'aval, entrecoupés de phases de ralentissement, voire de débordement, le long du parcours de la lave. Les vitesses et les hauteurs d'écoulement peuvent donc varier très rapidement au sein du bassin versant lorsqu'un événement surgit. En conséquence, la surface libre subit des déformations non seulement temporelles mais aussi spatiales, liées aux configurations d'écoulement rencontrées par la lave. Typiquement, sur un bassin versant torrentiel, il peut s'agir d'un passage dans une zone chenalisée présentant des berges, un étalement lors d'une phase de stockage sur une plage de dépôts, un débordement lors d'un passage sur des obstacles, ou encore l'interaction avec des ouvrages de génie civil.

 *Il est primordial, au regard de cette description, d'utiliser un outil de calcul numérique permettant de prendre en compte le fort caractère transitoire des écoulements et les déformations associées de la surface libre.*

En vue de la modélisation numérique, on s'interroge donc sur les points suivants :

- Comment faire pour représenter la surface libre dans le temps et dans l'espace avec une approche numérique ?
- Comment choisir un modèle numérique pour tenir compte du caractère fortement transitoire des laves torrentielles ?
- Peut-on toujours reproduire fidèlement la surface libre quelle que soit la configuration de l'écoulement ?

? Est-ce qu'un écoulement de lave torrentielle est laminaire ou turbulent ?

En hydraulique classique d'eau claire (en rivière par exemple), les écoulements sont régulièrement turbulents. Dans le cas des laves torrentielles, les observations effectuées sur le terrain diffèrent.

Pour certains événements, la présence notable d'argiles et de limons dans la lave a tendance à réduire la turbulence de l'écoulement (Bagnold, 1954). D'autres configurations amènent à penser que la turbulence est directement influencée par l'étroitesse des chenaux dans lesquels s'écoule la lave ou par les changements brusques d'altitude du terrain naturel (Johnson, 1970). Il a été aussi constaté que des changements de vitesse de l'ordre de 3 à 5 m/s provoquaient l'apparition d'un écoulement turbulent malgré le fait que la lave torrentielle soit composée essentiellement d'argiles et de limons (Pierson, 1981). La même observation a été établie lorsque la concentration solide de sédiments dans la lave torrentielle était proche de 70 %.

Certaines affirmations vont cependant dans le sens de décrire les écoulements comme laminaires (Cousot, 1996). Il a constaté que dans les Alpes françaises les laves torrentielles étaient principalement constituées de mélanges boueux très concentrés où les cailloux et les rochers surnagent à la surface et semblent se déplacer à la même vitesse que le mélange boueux. Dans cette configuration, ce type de lave présente un régime d'écoulement laminaire (turbulence généralement négligeable) de par la valeur élevée de la viscosité du mélange (Recking *et al.*, 2013; Meunier, 1991).

Au regard de ces observations, il semble qu'aucun critère spécifique n'est proposé pour définir avec précision la frontière des régimes d'écoulements pour les laves torrentielles.



D'autre part, à ce stade, aucun élément ne permet de valider la présence de turbulence, ni, le cas échéant, le type de modèle de turbulence associé.

Ainsi notre choix ne retient aucun modèle de turbulence au cours des simulations.

Toujours dans l'optique de reproduire une lave torrentielle numériquement, la suite de l'analyse phénoménologique conduit à d'autres questions :

- La lave torrentielle peut-elle être considérée en première approche avec un régime laminaire dans les calculs ?
- Comment va se développer le champ de vitesse selon l'hypothèse retenue ?
- Qu'en est-il de la couche limite dans ce type d'écoulement ?

1.2. Problématique

On conçoit avec la description phénoménologique faite précédemment qu'il est difficile de prévoir l'apparition d'une lave torrentielle sur un bassin versant de montagne. On ne peut que la constater une fois qu'elle est formée dans le lit du torrent.

La prévision des écoulements de laves torrentielles a longtemps été empirique. Depuis plusieurs années, des approches plus déterministes ont été développées comme l'analyse du mouvement des laves torrentielles dans le cadre de la mécanique des fluides. A titre d'exemple, l'utilisation de maquettes a permis d'étudier ces écoulements complexes dans diverses configurations, comme le calibrage de correction torrentielle (Berger *et al.*, 2016; Pradhan, 2017; Zhang *et al.*, 2013). Les maquettes sont aussi un outil pertinent pour analyser l'impact des ouvrages de détournement.

L'utilisation de la mécanique des fluides permet de maîtriser les principales caractéristiques des écoulements. De nos jours, l'étude des laves torrentielles fait appel de plus en plus à des outils de calcul pour analyser les écoulements. Parmi ces outils, la modélisation numérique permet la

reproduction d'événements passés, tout comme la prévision des conséquences de coulées dans des scénarios futurs. Jusqu'à aujourd'hui, de nombreux outils unidimensionnels (1D) et bidimensionnels (2D) ont été développés dans ce sens. La littérature indique néanmoins que la modélisation du phénomène présente des avantages et des inconvénients. Les phases d'étalement des laves sont plutôt bien reproduites alors que de nombreuses questions restent en suspens quant à la représentativité des modèles numériques lors des phases de déclenchement et de propagation.

Considérant les limites des outils numériques actuels, cette thèse vise à juger le potentiel d'un modèle numérique tridimensionnel à simuler les écoulements à surface libre de laves torrentielles. Cette démarche cible un objectif opérationnel axé vers l'ingénierie.

En effet, l'usage d'un modèle 3D peut être une perspective envisageable dans l'étude d'événements comme celui de Chantelouve, présenté précédemment. Un tel usage serait possible dans la mesure où un modèle numérique 3D est représentatif des écoulements observés dans la réalité et qu'il apporte une réelle plus-value. Ce travail vise ainsi à développer un modèle numérique 3D permettant de reproduire les caractéristiques des écoulements à surface libre de type laves torrentielles et de juger la représentativité de l'outil de calcul en l'appliquant à une problématique d'écoulement rencontrée sur un cas réel de bassin versant alpin.

1.3. Objectifs, démarche et cadre de la thèse

Ce travail de thèse s'inscrit avec une approche pluridisciplinaire reliant des connaissances rhéologiques, hydrauliques et numériques. Cette thèse pose deux objectifs principaux :

- Un objectif scientifique visant à expliquer les apports, à comprendre les limites et à améliorer les modèles numériques 3D dans la reproduction des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens comme le sont les laves torrentielles ;
- Un objectif technique visant à tenir compte des particularités mécaniques et rhéologiques des fluides non-newtoniens présentant un seuil d'écoulement afin de reproduire leur écoulement à surface libre sur un site grandeur nature.

Plus précisément, le travail présenté s'attache donc aux développements de méthodes de calcul numériques 3D pour les écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens, destinés particulièrement aux problématiques d'hydraulique torrentielle mettant en jeu des phénomènes tels que les laves torrentielles.

La méthodologie et le code de calcul développé sont destinés à un public opérationnel traitant des problématiques d'ingénierie. La représentativité des caractéristiques des écoulements non-newtoniens à surface libre est donc au cœur de ce travail de thèse. On proposera donc des expériences numériques spécifiques aux phénomènes rencontrés sur le terrain, notamment dans le cas des écoulements de lave torrentielle sur les bassins versants de montagne.

Ces tests permettront d'apprécier le potentiel du code numérique 3D à reproduire les écoulements non-newtoniens, mais également de choisir le type de modèle et son paramétrage adapté. Ainsi, la complexité des expériences numériques menées conditionne le choix de la méthode numérique employée et la mise en œuvre du code de calcul sur un cas concret de bassin

versant torrentiel. En retour, la modélisation d'un cas concret peut permettre de proposer une alternative, plus ou moins pertinente selon les aspects de l'écoulement, aux outils actuellement utilisés en ingénierie pour traiter ce type de problématique. Pour y répondre, nous confronterons nos résultats (modèle 3D) à ceux fournis par une approche numérique 2D.

Les verrous techniques et scientifiques de ces travaux sont synthétisés par le Tableau 1.

Tableau 1 : Verrous scientifiques et techniques étudiés.

Verrous scientifiques
Quelle stratégie numérique adopter pour représenter le comportement d'une lave torrentielle, en tenant compte de ses caractéristiques mécaniques et de ses propriétés rhéologiques ?
Comment reproduire les effets d'un fluide non-newtonien présentant un seuil d'écoulement ?
Quelle méthodologie choisir pour décrire la surface libre des écoulements non-newtoniens tout en cherchant à la positionner le plus finement possible dans l'espace et dans le temps ?
Quelles recommandations suivre afin de rendre le modèle numérique pertinent dans la reproduction des champs de vitesse et de pression des écoulements non-newtoniens ?
Verrous techniques
Comment reproduire dans un modèle numérique 3D la topographie complexe et accidentée d'un bassin versant de montagne où s'écoule une lave torrentielle ?
Comment discrétiser le domaine de calcul dans lequel les équations du mouvement seront résolues ?
Comment optimiser la distribution spatiale des mailles de calcul pour une géométrie complexe ?
Comment quantifier les incertitudes numériques liées au maillage du domaine de calcul ?
Comment implémenter une nouvelle loi de comportement rhéologique dans le code de calcul ?
Comment paramétrer le code pour tenir compte des conditions initiales et des conditions aux limites lors des simulations ?
Lors des phases de calcul, comment gérer leur démarrage, assurer leur stabilité et leur convergence ?

1.4. Conclusion du chapitre 1

La démarche adoptée pour atteindre ces objectifs est divisée en quatre parties.

Le CHAPITRE 2 aborde l'état de l'art pour modéliser des fluides non-newtoniens à seuil d'écoulement. On s'intéresse en particulier à la classification des laves torrentielles et aux modèles décrivant leur aspect mécanique, aux techniques de modélisation des fluides à seuil dans les codes numériques, aux stratégies de calcul à adopter pour les écoulements à surface libre, et aux domaines de validité des codes de calcul 1D et 2D par rapport au code 3D envisagé. Cette partie présente donc les principes sur lesquels les méthodologies ont été développées, mais également de justifier les choix technologiques et numériques.

Le CHAPITRE 3 traite les méthodologies développées autour du code de calcul numérique 3D afin de modéliser les écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens à seuil. Seront abordés, les équations mises en jeu, les techniques de maillage et de capture de la surface libre, la modélisation rhéologique d'un fluide à seuil dans le code, l'implémentation d'une nouvelle loi rhéologique et son paramétrage, ainsi que les algorithmes choisis pour la résolution numérique.

Le CHAPITRE 4 concerne la validation du modèle 3D développé à travers un panel de tests numériques, représentatif des typologies d'écoulement pouvant être rencontrées sur un bassin versant alpin sujet aux laves torrentielles. Le but est d'apprécier le potentiel de l'outil de calcul pour des écoulements chenalés, en étalement sur des plages de dépôts, faisant suite à des ruptures de barrage, ou présentant un comportement dual (solide / liquide).

Le CHAPITRE 5 présente l'application du code de calcul développé (validé par les expériences numériques) pour un cas grandeur nature d'écoulement de laves torrentielles : il s'agit d'un bassin versant situé dans les Alpes françaises. Plusieurs scénarios d'écoulement ont été modélisés. Les résultats numériques ont été traités de la manière suivante : description globale des écoulements simulés (étendue des dépôts, hauteurs d'écoulement), analyse du comportement de la lave dans la zone chenalisée et étude de son interaction avec un ouvrage de génie civil.

Enfin, le CHAPITRE 6 expose les conclusions de cette recherche et suggère des perspectives à développer à l'avenir en adéquation avec le travail effectué.

L'agencement des différentes séquences de la thèse est synthétisé par la Figure 17 ci-après.

Pour la suite, le lecteur pourra s'appuyer sur le synoptique, exposé par la Figure 16, qui jalonne les différentes parties de ce mémoire.

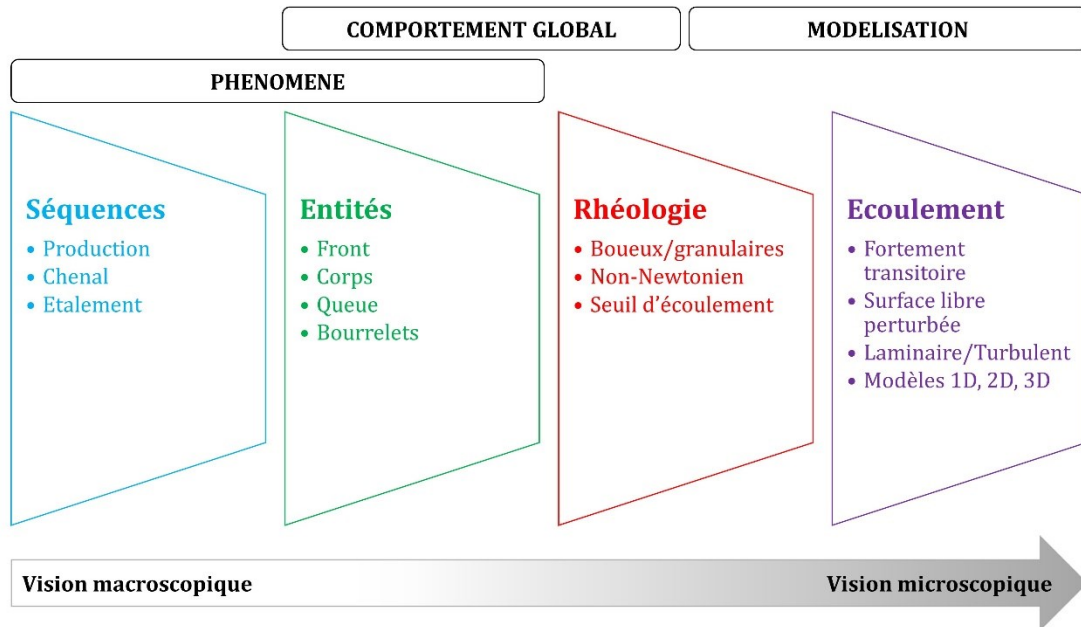


Figure 16 : Synoptique support de lecture.

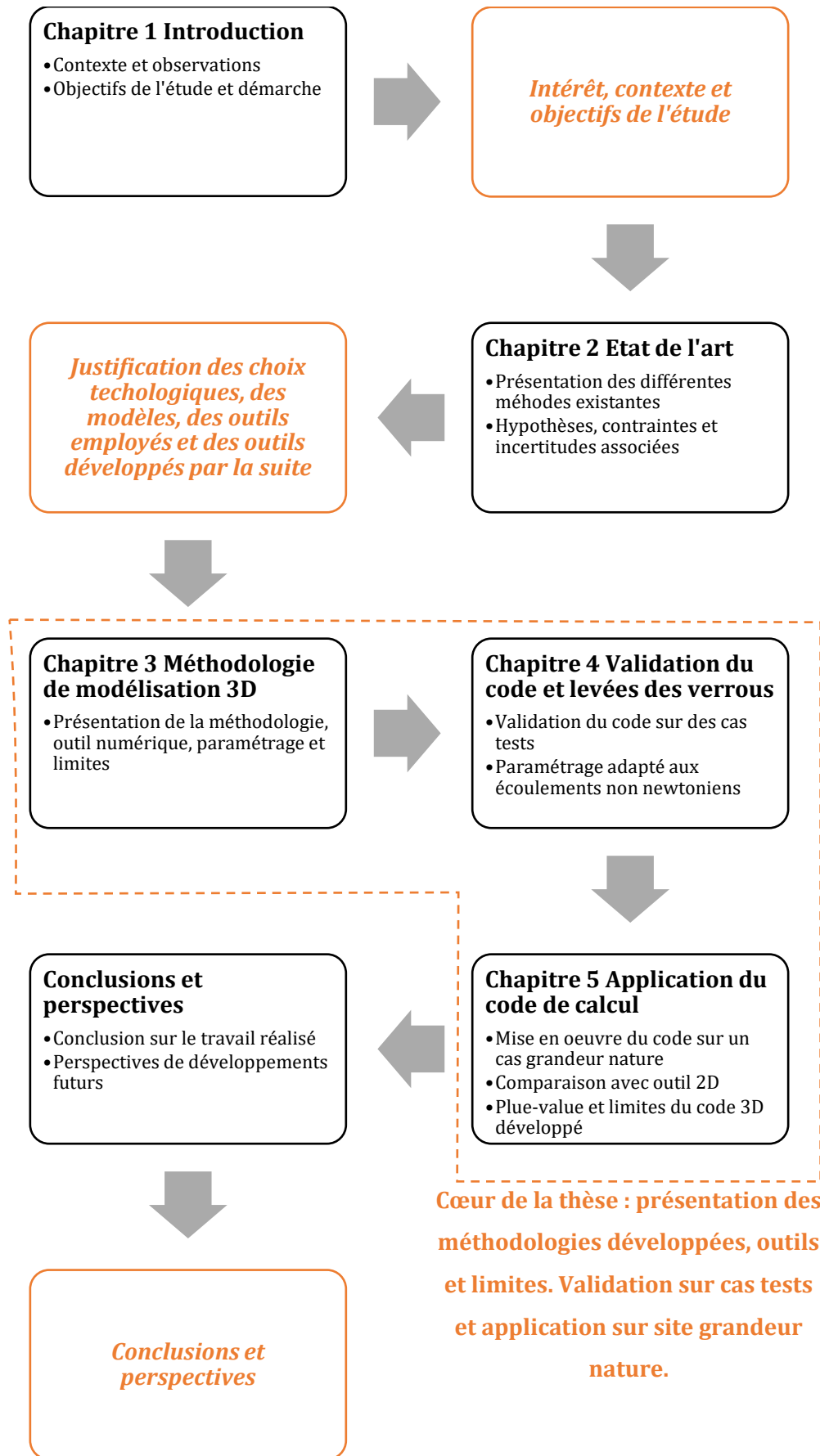


Figure 17 : Les différentes étapes de la démarche adoptée.

CHAPITRE 2. Etat de l'art

2.1. Introduction du chapitre 2

Ce chapitre a pour objectif de dresser un état actuel des connaissances sur la modélisation numérique des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens et particulièrement les fluides présentant un seuil d'écoulement. L'état de l'art présenté se structure autour du phénomène de lave torrentielle évoqué au chapitre précédent dont les écoulements sur un bassin naturel montagneux constituent la finalité de l'application du code de calcul employé dans le cadre de ces travaux. Les thématiques de l'état de l'art sont surlignées en jaune sur la Figure 18.

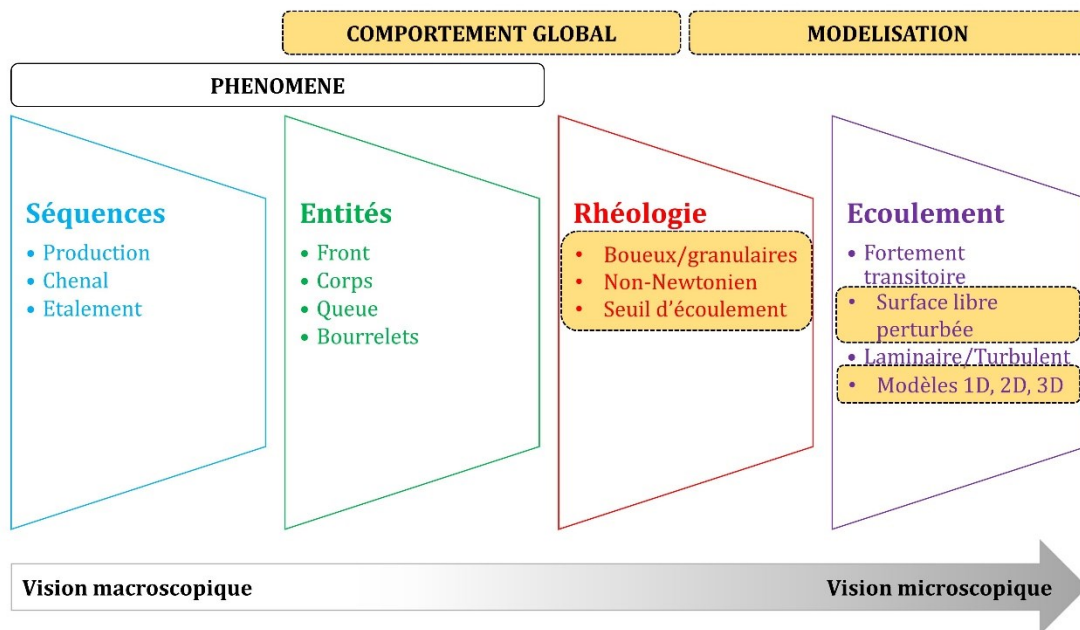



Figure 18 : Synoptique support de lecture.

Tout d'abord, il convient de s'intéresser aux modèles décrivant la mécanique des laves torrentielles. De nombreux critères ont été définis afin d'établir une classification des laves torrentielles et par conséquent des modèles associés. L'état de l'art porte ici sur la distinction entre les modèles décrivant les laves dites granulaires et ceux liés à des laves dont le comportement est davantage viscoplastique.




On s'attache ici à classer les laves torrentielles d'un point de vue mécanique et les associer à des modèles existants.


Puis, une description des techniques numériques actuellement disponibles pour traiter le comportement des fluides à seuil est ensuite réalisée. Comment procéder pour représenter dans le code de calcul le passage d'un état où le fluide réagit comme un solide rigide (état sous le seuil de contrainte) à un état où le fluide entre en écoulement, au-delà sur seuil de contrainte ? La question du traitement numérique du seuil d'écoulement est posée car il s'agit lors de la modélisation numérique 3D de pouvoir caractériser avec précision le passage entre les deux états du fluide, sachant que la contrainte seuil conditionne notamment l'arrêt de l'écoulement des laves torrentielles.

 *On s'intéresse ici à décrire les techniques de modélisation disponibles permettant de tenir compte du comportement particulier des fluides non-newtoniens présentant un seuil d'écoulement.*

L'état de l'art s'intéresse par la suite aux stratégies de calcul existantes pour la modélisation de la surface libre de l'écoulement. Dans ce paragraphe, le discours distingue deux approches différentes pour traiter la problématique. La revue des travaux effectués permet de mettre en évidence les approches utilisant un maillage du domaine de calcul et celles ne nécessitant pas de discrétisation spatiale du domaine. Deux méthodes seront principalement évoquées dans cette partie en vue de la modélisation des laves torrentielles sur un bassin versant naturel : les approches de type Volume of Fluid (VOF) en opposition aux approches de type Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH).

 *On relève ici les stratégies de modélisation actuelles répondant à la nécessité de reproduire la surface libre des écoulements.*

Pour finir, une partie est consacrée à la description des différents outils numériques disponibles pour la modélisation de l'écoulement des laves torrentielles en s'intéressant notamment à la dimension de chaque outil. Quels sont les modèles utilisés actuellement en ingénierie torrentielle pour étudier les écoulements de lave torrentielle sur des bassins versant naturels ? Présentent-ils des limites ? Si oui, quels apports et quelles plus-values la modélisation 3D, proposée dans ces travaux, peut-elle apporter pour combler ces lacunes ?

 *On cherche ici à mettre en évidence les limites des outils numériques utilisés aujourd'hui et à évaluer leur pertinence vis-à-vis d'une approche tridimensionnelle dans le contexte des laves torrentielles, et plus généralement des fluides non-newtoniens.*

2.2. Classification et modèles décrivant la mécanique des laves torrentielles

2.2.1. Elaboration d'une classification des laves torrentielles

Précédemment, la question de la représentation mécanique d'une lave torrentielle a été suggérée : mélange granulaire hétérogène ou mélange boueux homogène, prise en compte ou non de la rugosité et de la sédimentation du mélange, etc. Cette partie présente la classification mécanique des laves torrentielles et les modèles associés les décrivant. En effet, le type de comportement mécanique des laves torrentielles est une caractéristique cruciale à déterminer pour pouvoir effectuer les calculs.

D'après Bardou (Bardou, 2002), les laves torrentielles peuvent être perçues comme des fluides homogènes car ils sont décrits comme étant des écoulements subaériens granulaires lubrifiés, d'apparence cinématiquement monophasique. Dès lors, si l'on considère les laves torrentielles comme des fluides homogènes, leur classification mécanique et rhéologique peut s'établir selon leur loi de comportement.

L'étude du comportement des laves torrentielles a fait l'objet de nombreuses recherches afin de caractériser leur mécanique et de les classer les unes par rapport aux autres (Coussot, 1996; Coussot, 1992; Ancey, 2007). L'analyse du régime d'écoulement du mélange solide/liquide, de la viscosité du mélange, de la turbulence interne ou encore des interactions entre grains (collision, glissement, friction, etc.) a permis de faire ressortir de ces travaux deux grandes classes de comportement des laves torrentielles. Ces classes ont été la source du développement des deux grandes approches utilisées pour traduire le comportement des laves torrentielles. Ainsi, on distingue :

- Les laves torrentielles essentiellement granulaires associées à des modèles granulaires basés sur le comportement frictionnel de l'écoulement (Takahashi, 1991; Ancey, 1997; Iverson & Denlinger, 2001; Deninger & Iverson, 2001; Iverson *et al.*, 2004; Denlinger & Iverson, 2004; Iverson, 2003; Iverson, 2005; Takahashi, 2014);
- Les laves torrentielles essentiellement boueuses associées à des modèles viscoplastiques (Johnson, 1970; Chen, 1988; Coussot, 1992; Major & Pierson, 1992; O'Brien *et al.*, 1993; Coussot, 1994; Atapattu *et al.*, 1995).

Cette classification des laves est relative à leur comportement mécanique et à leur composition. On retrouve d'autres classifications dans la littérature (Lorenzini & Mazza, 2004). Celles-ci permettent de distinguer les laves torrentielles selon d'autres critères comme le mouvement des grains au sein du mélange (Takahashi, 1981), la concentration en sédiments et les propriétés de l'écoulement (O'Brien & Julien, 1985), le pourcentage de particules fines (Coussot, 1992), la vitesse moyenne en fonction de la concentration solide (Pierson & Costa, 1987), l'analyse granulométrique de dépôts.

2.2.2. Modèles granulaires

La première classe de laves correspond aux laves granulaires. Elles sont caractérisées par une faible proportion de matériaux argileux dans leurs dépôts ; ces derniers présentant habituellement une faible cohésion et une forme chaotique dont les limites sont peu franches. Les bourrelets que les laves peuvent former possèdent une forme plane et les dépôts sont peu cohésifs une fois secs. Les travaux ayant porté sur ce type de laves ont conduit à décrire leur comportement par des modèles basés sur les concepts de friction et de collision au sein du mélange (Patton *et al.*, 1987). Ces modèles se fondent généralement sur une approche de type Coulomb. Cela permet de prendre en compte la dépendance des contraintes de cisaillement par rapport aux contraintes normales, mais aussi l'indépendance par rapport au taux de cisaillement. Ce type de modèle fait généralement intervenir deux paramètres comme cela peut être constaté avec l'exemple donné ci-dessous par l'Équation (1) (Jop *et al.*, 2006; Lacaze & Kerswell, 2009) :

$$\tau = \sigma \tan \phi_{(co)} \quad \text{Équation (1)}$$

avec τ (Pa), la contrainte de cisaillement, σ (Pa), la contrainte normale, φ (rad), l'angle de frottement interne du matériau dépendant du nombre de Coulomb Co . Le nombre de Coulomb a été défini de la manière suivante (Ancey *et al.*, 1999) :

$$Co = \frac{\rho_p R^2 \dot{\gamma}^2}{\sigma} \quad \text{Équation (2)}$$

avec ρ_p (kg/m^3), la masse volumique des particules solides, R (m), leur diamètre, $\dot{\gamma}$ (s^{-1}), le taux de déformation, et σ (Pa), la contrainte normale.



Figure 19 : Dépôts d'une lave torrentielle granulaire : exemple du torrent de la Creusaz à Chamonix (Haute-Savoie, France) (Bel, 2017).

L'approche proposée par les modèles de type Coulomb remettent en cause partiellement l'hypothèse de fluide homogène attribuée aux laves torrentielles, du moins pour des mélanges où les particules fines possédant des propriétés colloïdales sont absentes. Conforté par des résultats expérimentaux en canal (Iverson, 2005; Iverson, 2003) et par l'hypothèse que les écoulements de laves torrentielles sont transitoires, il a été montré que la contrainte normale effective et la contrainte de cisaillement étaient diminuées sous l'effet d'une lente diffusion de la pression interstitielle et de possibles fortes pressions locales au sein du mélange eau-particules solides. Par conséquent, le mélange peut subir une liquéfaction et conserver cet état sur de longues durées.

2.2.3. Modèles viscoplastiques

La seconde classe de laves torrentielles correspond aux laves dont le comportement est viscoplastique et possédant une matrice boueuse. Pour ce type de laves, la forme des dépôts est régulière, leurs limites sont bien définies, les dépôts sont cohésifs une fois sec et la forme des bourrelets est arrondie. Les travaux développés sur ce type de laves torrentielles ont abouti à décrire leur comportement par des modèles viscoplastiques comme le modèle de Bingham ou le modèle d'Herschel-Bulkley (Bird & Dai, 1983). Ces modèles se basent sur deux hypothèses fondamentales. La première considère l'existence d'un seuil de contrainte en dessous duquel le matériau possède un comportement solide rigide. Cette hypothèse, aujourd'hui acceptée par la communauté scientifique, a fait l'objet des questionnements par le passé (Barnes & Walters, 1985). La seconde concerne le phénomène de rhéofluidification, c'est-à-dire que la viscosité apparente du matériau diminue lorsque le cisaillement augmente. Ces modèles de comportement font intervenir généralement trois paramètres. A titre d'exemple, le modèle d'Herschel-Bulkley

(Herschel & Bulkley, 1926; Hemphill *et al.*, 1993) est largement employé afin de décrire le comportement de fluides non newtoniens à seuil de contrainte :

$$\tau_{xy} = \tau_c + K \cdot \dot{\gamma}^n \quad \text{Équation (3)}$$

avec τ_{xy} (Pa), la contrainte de cisaillement, τ_c (Pa), le seuil de contrainte, K (Pa.sⁿ), la consistance, n , l'indice d'écoulement, et $\dot{\gamma}$ (s⁻¹), le taux de déformations. La relation suivante (cf. Équation (4)) entre le déviateur des contraintes \mathbf{T} et le tenseur des taux de déformations \mathbf{D} est utilisée pour analyser le comportement de fluides à seuil pour des écoulements tridimensionnels complexes (Castro *et al.*, 2010; Coussot & Gaulard, 2005; Tiwari *et al.*, 2009) :

$$\mathbf{T} = 2 \left[\frac{\tau_c}{\sqrt{|II_D|}} + K(\sqrt{|II_D|})^{n-1} \right] \mathbf{D} \quad \text{Équation (4)}$$

avec II_D , le second invariant du tenseur des taux de déformations. Pour un écoulement en cisaillement simple, $II_D = \frac{1}{2}[(tr 2\mathbf{D})^2 - tr(2\mathbf{D})^2] = -\dot{\gamma}$, et l'Équation (4) peut être réduite sous la forme de l'Équation (3). Cette relation est généralement associée à des critères de seuil dont les plus couramment utilisés sont les critères de von Mises et de Tresca. Le premier considère le deuxième invariant du déviateur du tenseur des contraintes. Le second fait appel à la contrainte maximale. Le critère de plasticité de von Mises est introduit ici (Coussot, 2005), permettant ainsi de prédire la limite de plasticité des matériaux dans des conditions de charge arbitraires. Ce critère suggère que les matériaux ne s'écoulent pas tant que le deuxième invariant du déviateur des contraintes (partie déviatorique du tenseur des contraintes) ne dépasse pas une valeur critique :

$$\sqrt{|II_T|} = \sqrt{\frac{1}{2} \tau_{ij} \tau_{ij}} < \tau_c \quad \text{Équation (5)}$$

La consistance K et l'indice de la loi puissance n (comportement rhéofluidifiant lorsque $n < 1$) dépendant directement du matériau. Le modèle de Bingham (Bingham, 1916; Bingham, 1922) correspond à un indice d'écoulement n égal à 1 (fluide rhéofluidifiant car sa viscosité effective diminue avec le taux de cisaillement).



Figure 20 : Dépôts d'une lave torrentielle boueuse : exemple du torrent du Saint-Antoine à Bourg-d'Oisans (Isère, France) (Ancey, 1999).

Une représentation graphique du modèle d'Herschel-Bulkley est fournie par la Figure 21. La relation entre la contrainte et le taux de déformation est non linéaire. L'écoulement du fluide ne s'effectue qu'au-delà de la contrainte seuil τ_c . En régime solide, la structure rigide tridimensionnelle (imbrication des particules) ou floculée ne permet pas de générer un écoulement. La valeur de la contrainte seuil correspond à l'énergie nécessaire pour briser cette structure. Quand la contrainte de cisaillement est supérieure à la contrainte seuil, le régime d'écoulement est contrôlé par la contrainte effective correspondant à la différence entre τ et τ_c .

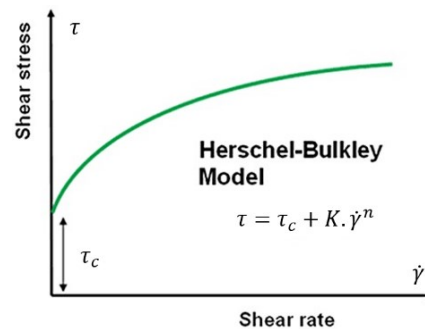


Figure 21 : Représentation du modèle d'Herschel-Bulkley en cisaillement simple.

2.2.4. Modèles mixtes : exemple des lahars

A noter qu'on distingue parfois une troisième classe d'écoulements présentant un comportement à la fois frictionnel et visqueux : les lahars (Scrivenor, 1929). Ce sont des coulées boueuses d'origine volcanique (Lavigne & Thouret, 2000; Roobol & Smith, 1989; Shepherd, 1989; Lindsay *et al.*, 2005; Smith & Fritz, 1989). Leur comportement est décrit par une loi de type Coulomb aux faibles vitesses et une loi de Newton aux fortes vitesses. Ils présentent des dépôts généralement sous la forme de terrasses alluvionnaires, cohésives une fois sèches. Par contre, il est rare d'observer des bourrelets au niveau des dépôts.



Figure 22 : Dépôts laissés après le passage d'un lahar : exemple du Mont Saint Helens (Etat de Washington, Etats-Unis d'Amérique) (Source : <https://goo.gl/vZ7rcg>).

2.2.5. Choix retenu pour décrire la mécanique des laves torrentielles

En conclusion de cette partie, on peut dès à présent apporter certaines réponses au verrou scientifique suivant :

Quelle stratégie numérique adopter pour représenter le comportement d'une lave torrentielle, en tenant compte de ses caractéristiques mécaniques et de ses propriétés rhéologiques ?

Il a été constaté, dans les Alpes françaises (notamment pour le site grandeur nature de la Vaudaine abordé au CHAPITRE 5), que les laves torrentielles étaient principalement constituées d'un mélange boueux très concentré où les cailloux et les rochers surnagent à la surface et semblent se déplacer à la même vitesse que le mélange boueux. Les travaux menés sur cette typologie de laves torrentielles (Cousot & Meunier, 1996; Ancey, 2007) montrent qu'elles présentent davantage un caractère viscoplastique que granulaire.

Etant donné cette caractérisation, une approche avec un modèle viscoplastique constitue le choix retenu ici pour décrire la mécanique des écoulements. Dans ce contexte, le développement des modèles viscoplastiques conduit à certaines hypothèses simplificatrices dans la représentation numérique des écoulements. L'état de l'art réalisé met en avant quatre aspects majeurs découlant de ces hypothèses. Le front de la lave torrentielle, contenant les gros blocs de matériaux à l'avant de la coulée, est négligé. Avec un modèle viscoplastique, les variations des caractéristiques du mélange au sein de la lave torrentielle sont omises, tout comme les phénomènes de sédimentation des gros blocs au sein de l'écoulement (malgré le fait qu'ils possèdent un comportement partiellement indépendant du reste de la lave). Enfin, parmi les hypothèses, on retient l'absence de prise en compte des dépôts et des reprises de matériaux sur les berges ou sur le lit du torrent.

2.3. Techniques de modélisation du comportement non-newtonien d'un fluide à seuil

Le questionnement scientifique et technique nous amène à nous interroger sur la manière d'inclure une loi de comportement rhéologique dans un code de calcul numérique. Cette partie présente les techniques de modélisation existantes pour considérer un fluide non-newtonien à seuil dans un code numérique, notamment le traitement du passage du régime solide vers le régime liquide. La modélisation des fluides non-newtoniens est un réel challenge (Roland, 2010), notamment pour ceux présentant un seuil d'écoulement (Mendes *et al.*, 2015; Mendes *et al.*, 2017; Mohammadzadeh *et al.*, 2016; Sochi, 2010; Turkeri *et al.*, 2010; Zhu *et al.*, 2005; Métivier, 2006).

En effet, la difficulté provient de la représentation du comportement rhéologique du matériau dans les codes numériques (Mitsoulis & Tsamopoulos, 2017; Mitsoulis, 2007). Pour un fluide à seuil, la transition du régime rigide (contrainte de cisaillement inférieure à la contrainte seuil) vers le régime liquide conduit à une discontinuité qui est complexe à décrire numériquement.

La discontinuité et la non dérivabilité de la loi de comportement ajoutent une difficulté supplémentaire à la résolution du problème. En effet, les vitesses et les pressions demeurent les inconnus du problème de Stokes. Or, la discontinuité de la loi est en contrainte. Par conséquent, il

n'est pas possible d'évaluer directement la distribution des contraintes dans les zones non cisailées.

Pour s'affranchir de cette difficulté de simulation, la littérature propose deux approches radicalement différentes : les méthodes faisant appel à des formulations classiques avec des modèles régularisés de la loi de comportement (Balmforth *et al.*, 2014; Saramito & Wachs, 2017) et les méthodes par formulation variationnelle employant une minimisation par Lagrangien augmenté.

2.3.1. Modèles avec régularisation de la loi de comportement

La première approche de modélisation numérique des fluides à seuil correspond à l'utilisation de modèle viscoplastiques dans lesquels la loi de comportement rhéologique est régularisée, et de ce fait la transition rigide-liquide. Cette méthode permet de contourner le problème de non différentiabilité de la loi constitutive au voisinage du seuil d'écoulement. Le comportement en dessous de la contrainte seuil est modélisé par un comportement très fortement visqueux. Le comportement rigide du matériau est ainsi modélisé par une viscosité grande mais finie. De nombreux travaux ont été conduits en s'appuyant sur des modèles régularisés (O'Donovan & Tanner, 1984; Keentok *et al.*, 1985; Ellwood *et al.*, 1990; Abdali *et al.*, 1992; Mitsoulis *et al.*, 1993; Tsamopoulos *et al.*, 1996; Blackery & Mitsoulis, 1997; Papanastasiou & Boudouvis, 1997; Putz *et al.*, 2009). Les modèles régularisés les plus couramment mis en œuvre sont ceux issus des travaux de Bercovier et Engelman (Bercovier & Engelman, 1980), de Tanner et Milthorpe (Tanner & Milthorpe, 1983) et de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987).

Bercovier et Engelman (Bercovier & Engelman, 1980) ont présenté une première analyse bidimensionnelle en 1980 afin de contourner la discontinuité de la loi de comportement des fluides à seuil. Leur formulation est introduite par l'Équation (6) :

$$\bar{\tau} = \left(\mu + \frac{\tau_c}{\sqrt{|\dot{\gamma}|^2 + \delta^2}} \right) \bar{\dot{\gamma}} \text{ pour } |\tau| > \tau_c \quad \text{Équation (6)}$$

avec $\bar{\tau}$, le tenseur des contraintes, $\bar{\dot{\gamma}}$, le tenseur des taux de déformations, μ (Pa.s), la viscosité dynamique, τ_c (Pa), la contrainte seuil, et δ (s⁻¹), le paramètre de régularisation. La valeur de δ doit être petite au regard des valeurs prises par $|\dot{\gamma}|$ dans le domaine de calcul. En général, la valeur de 10E-3 est retenue pour δ . La formulation proposée par Bercovier et Engelman a été modifiée et simplifiée par Glowinski (Glowinski *et al.*, 1981) tout en conservant des résultats numériques similaires. Cette régularisation est présentée par l'Équation (7). Elle a été reprise par Beris (Beris *et al.*, 1985) quelques années plus tard dont la proposition permet de résoudre la position des surfaces de transition rigide-liquide en tenant en compte les équations d'un solide plastique pour $|\dot{\gamma}| < \delta$ (Smyrniotis & Tsamopoulos, 2001).

$$\bar{\tau} = \left(\mu + \frac{\tau_c}{|\dot{\gamma}| + \delta} \right) \bar{\dot{\gamma}} \text{ pour } |\tau| > \tau_c \quad \text{Équation (7)}$$

Tanner et Milthorpe (Tanner & Milthorpe, 1983) ont développé leur travaux sur une autre régularisation pour traiter les écoulements de fluides à seuil de type Bingham. Leur modèle, souvent nommé modèle bi-visqueux (Gartling & Phan-Thien, 1984), présente deux pentes finies de viscosité. La Figure 23 introduit la régularisation de Tanner et Milthorpe dans le cas d'un écoulement en cisaillement simple. Lorsque le taux de déformation est inférieur à $\dot{\gamma}_c$ (régime

rigide), la viscosité prend la valeur μ_0 . Alors que la viscosité est très largement inférieure à μ_0 lorsque le fluide présente un comportement liquide ($\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_c$).

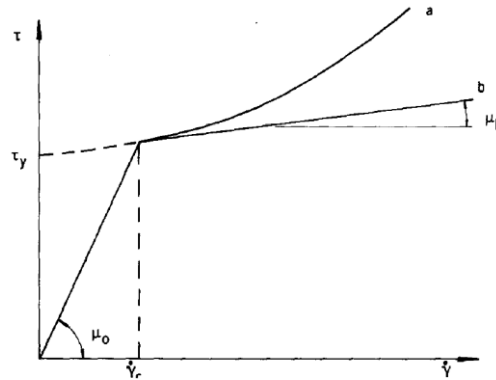


Figure 23 : Régularisation du modèle bi-visqueux pour un fluide de type Herschel-Bulkley (a) et de Bingham (b) en cisaillement simple (O'Donovan & Tanner, 1984).

Enfin, la dernière régularisation la plus couramment employée est celle découlant des travaux de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987). La formulation proposée est une régularisation exponentielle comprenant un paramètre m dont la dimension est celle d'un temps. Ce paramètre permet de contrôler la croissance exponentielle de la contrainte. L'Équation (8) présente la régularisation de Papanastasiou :

$$\bar{\tau} = \left(\mu + \frac{\tau_c}{|\dot{\gamma}|} [1 - e^{-m|\dot{\gamma}|}] \right) \bar{\dot{\gamma}} \quad \text{Équation (8)}$$

avec $\bar{\tau}$, le tenseur des contraintes, $\bar{\dot{\gamma}}$, le tenseur des taux de déformations, μ (Pa.s), la viscosité dynamique, τ_c (Pa), la contrainte seuil, et m (s), le paramètre de régularisation. Cette proposition est valide aussi bien dans les zones rigides que dans les zones liquides cisillées. A l'origine, elle a fait l'objet de nombreuses vérifications notamment pour des cas de simulations en régime permanent (Papanastasiou, 1987; Ellwood *et al.*, 1990). Afin de détecter les régions rigides et liquides de l'écoulement, la proposition de départ de Papanastasiou consistait à utiliser un critère de différenciation arbitraire en supposant une valeur de transition du taux de déformations. L'hypothèse $|\dot{\gamma}| = 0,001 \text{ s}^{-1}$ conduit malheureusement à des résultats erronés (Beverly & Tanner, 1989). En utilisant un critère de différenciation basé sur la valeur de la contrainte seuil ($|\tau| = |\tau_c|$), les régions rigides sont réduites et mieux définies (Abdali *et al.*, 1992). Ce critère est plus précis et les résultats en termes de zone de cisaillement se rapprochent de la réalité physique des écoulements (Burgos *et al.*, 1999).

La régularisation de la loi rhéologique a pour avantage de faciliter les calculs néanmoins, elle ne rend pas compte du comportement élasto-viscoplastique du matériau. Par conséquent, l'interaction entre l'écoulement, la consistance et l'élasticité du fluide sont difficilement analysables. Pour répondre à cette problématique, des travaux récents ont permis le développement de modèles plus complexes permettant de décrire plus finement le comportement des matériaux élastoviscoplastiques (Fraggedakis *et al.*, 2016). A titre d'exemple, on peut citer ici les travaux menés par Dimitriou (Dimitriou *et al.*, 2013) et Saramito (Saramito, 2007) dont le principe repose sur une décomposition de la déformation en une composante plastique et une composante élastique.

Notons également que les approches par régularisation peuvent conduire, d'un point de vue numérique, à des calculs inexacts du champ de contrainte en comparaison du modèle réel d'Herschel-Bulkley (Frigaard & Nouar, 2005). Une illustration de cet inconvénient est fournie par Burgos (Burgos et al., 1999) : des simulations numériques conduisent à des interfaces zone rigide/zone liquide dont la convexité est inversée par rapport aux attentes théoriques. Pour traiter cette difficulté numérique, des approches variationnelles ont été développées. Elles sont introduites au paragraphe suivant.

2.3.2. Formulation variationnelle et minimisation par Lagrangien augmenté

La seconde approche numérique s'appuie sur des formulations par inéquations variationnelles. Cette approche, dite du Lagrangien augmenté, est basée sur une formulation différente des équations de Navier-Stokes. D'un point de vue mathématique, un problème d'inéquation variationnelle comprend un certain nombre de problèmes classiques tels que la recherche d'un zéro d'une fonction, la recherche d'un point stationnaire d'un problème d'optimisation ou encore des problèmes de complémentarité linéaire. Cette approche a été développée par Duvaut et Lions (Duvaut & Lions, 1972) qui se sont intéressés à l'analyse mathématique des écoulements de Bingham. Leurs travaux ont amené à voir le problème de fluides viscoplastiques comme la minimisation d'une fonction non-différentiable. Le principe de la méthode du Lagrangien augmenté existait déjà pour des problèmes de minimisations sous contraintes discrets (Hestenes, 1969; Powell, 1969).

De nombreuses recherches théoriques ont porté par la suite sur l'approche variationnelle (Bristeau & Glowinski, 1974; Glowinski *et al.*, 1981; Fortin & Glowinski, 1983; Glowinski & Le Tallec, 1989; Glowinski & Marrocco, 1977). La nouveauté a été principalement apportée par Fortin et Glowinski (Fortin & Glowinski, 1983) qui ont transposé ce formalisme aux équations aux dérivées partielles. Le modèle de Bingham a ainsi pu être traité explicitement (Fortin & Glowinski, 1983; Glowinski, 1984; Glowinski & Le Tallec, 1989), mais cela n'a pas été le cas pour le modèle d'Herschel-Bulkley. Elles ont permis de démontrer la convergence de la méthode.

L'avantage de cette approche réside dans le fait qu'elle permet de prendre en compte la discontinuité de la loi de comportement. Néanmoins la mise en œuvre des calculs est difficile du fait de la non différentiabilité de loi de comportement près du seuil de contrainte. Un problème de point selle est alors introduit (Chiang, 1984) suite à la formulation du problème par inéquation variationnelle. En mathématiques, un point selle (*saddle point*) est un point commun à deux ensembles. Il correspond au minimum du premier ensemble et au maximum du second. Le terme de point selle vient de sa forme, qui prend l'allure d'une selle sous une forme graphique (cf. Figure 24).

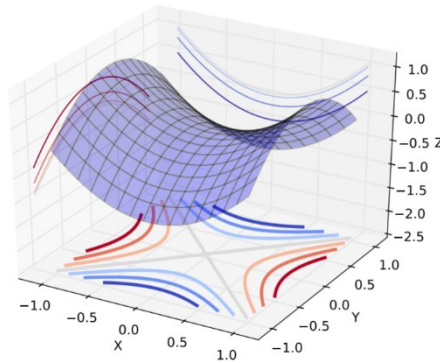


Figure 24 : Illustration graphique d'un problème de point selle (Dauphin *et al.*, 2014).

La méthode de résolution à la formulation du problème est la suivante. D'une part, une méthode de décomposition et de coordination est utilisée. La décomposition consiste à introduire une variable supplémentaire, représentant le tenseur des contraintes. La coordination intervient afin d'introduire un multiplicateur de Lagrange associé à la variable de décomposition additionnelle. D'autre part, un Lagrangien augmenté est employé afin d'assurer de bonnes propriétés de convergence de l'algorithme (Fortin & Glowinski, 1983). Pour traiter le problème du point selle, un algorithme d'optimisation de type Uzawa est utilisé dans la méthode de calcul (Bresch *et al.*, 2010). En mathématiques numériques, l'itération d'Uzawa est un algorithme permettant la résolution des problèmes de point selle. Il est nommé ainsi suite à son introduction dans le domaine de la programmation par Uzawa (Uzawa, 1958). La convergence des algorithmes est lente malgré le fait que la convergence de ces méthodes itératives ait été prouvée théoriquement sous certaines hypothèses (Uzawa, 1958; Bresch *et al.*, 2010; Vola *et al.*, 2004; Vola *et al.*, 2003). La solution numérique est ainsi déterminée avec un algorithme optimisé.

In fine, cette méthode permet de prendre en compte la discontinuité de la loi de comportement. Désormais, les zones non-cisaillées de l'écoulement sont caractérisées par un tenseur des taux de déformations strictement nul. Les travaux de Benallal et de Vinay (Benallal, 2008; Vinay, 2005; Vinay *et al.*, 2007) proposent une description détaillée du raisonnement mathématique employant le Lagrangien augmenté, pour une dimension 2D du problème appliqué à la méthode des volumes finis.

Cette approche numérique combinant formulation variationnelle et traitement par un Lagrangien augmenté a fait l'objet de nombreux travaux numériques (Saramito, 2002; Saramito, 1990; Fursikov, 2010; Hecht, 2016). Roquet et Saramito (cf. Figure 25) ont notamment mis en avant l'association de cette méthode avec l'adaptation du maillage (Saramito & Roquet, 2001; Roquet & Saramito, 2003).

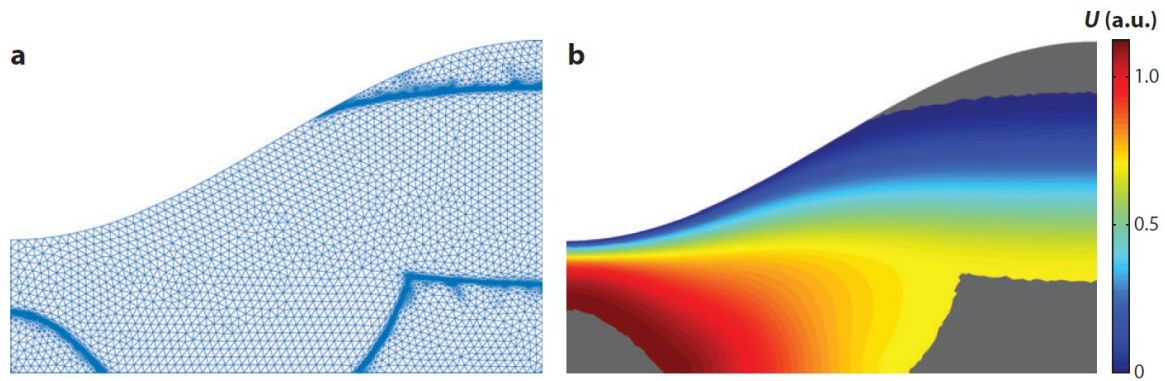


Figure 25 : Résultats numériques d'un écoulement de fluide à seuil à travers un canal à parois ondulées, déterminés avec un schéma de type Lagrangien augmenté (code Rheolef) : maillage avec raffinement spécifique près des interfaces de transition rigide/liquide (image de gauche) et champ de vitesse adimensionnel avec en gris les zones rigides (image de droite) (Balmforth *et al.*, 2014).

Cette approche a été employée dans de nombreux cas d'écoulements de fluides non-newtoniens (Dean *et al.*, 2007; Huilgol & You, 2005; Marly & Vigneaux, 2017; Shen *et al.*, 2014; Bui & Fukagawa, 2008; Acary-Robert *et al.*, 2012). Elle présente un intérêt quant à sa robustesse afin d'identifier la position des zones rigides et liquides au sein des écoulements (Muravleva *et al.*, 2010; Mosolov & Miasnikov, 1965; Glowinski & Wachs, 2011) car c'est une approche exacte mais elle nécessite généralement des temps de calcul plus importants que pour les modèles régularisés.

2.3.3. Choix retenu pour la modélisation du comportement d'un fluide à seuil

En conclusion de cette partie, on peut dès à présent apporter certaines réponses au verrou scientifique suivant :

Comment reproduire les effets d'un fluide non-newtonien présentant un seuil d'écoulement ?

L'état de l'art a mis en avant la difficulté à représenter avec fidélité le seuil d'écoulement des fluides à seuil. Actuellement les méthodes dites du Lagrangien augmenté et les modèles régularisés (cf. Tableau 2) ont été développés pour les méthodes des éléments finis et des volumes finis (Dimakopoulos *et al.*, 2013). Les méthodes de Lagrangien augmenté sont complexes à implémenter mais elles fournissent le champ de contrainte complet de l'écoulement. Néanmoins cette approche requiert un fort potentiel en termes de puissance de calcul informatique si l'utilisateur souhaite effectuer les calculs sur une durée satisfaisante (Roquet & Saramito, 2003; Glowinski & Wachs, 2011).

Les modèles régularisés facilitent les calculs car ils conduisent à des temps de convergence courts (Frigaard & Nouar, 2005). La régularisation de Papanastasiou est aujourd'hui la plus couramment répandue au sein de la communauté scientifique internationale s'intéressant à la mécanique des fluides numériques pour des fluides viscoplastiques (Mossaz *et al.*, 2010; Mossaz, 2011; Ozogul, 2016; Tokpavi *et al.*, 2008; Achab *et al.*, 2015). Toutefois la limite à leur application est le choix de la valeur du paramètre de régularisation dans le modèle retenu (coefficient m dans le modèle de Papanastasiou ou la viscosité de régularisation η_0 dans le modèle bi-visqueux). Cette valeur est

régulièrement renseignée de façon arbitraire dans les codes de calculs. La solution numérique est difficile à obtenir dès que la loi régularisée est trop proche du modèle rhéologique réel du fluide à seuil (modèle d'Herschel-Bulkley). De plus, l'approche avec modèles régularisés ne garantit pas toujours une convergence correcte du champ de contrainte. Néanmoins certains travaux ont montré la capacité de tels modèles à obtenir des transitions rigide-liquide pour des quelques écoulements non triviaux (Burgos *et al.*, 1999; Alexandrou *et al.*, 2001; Jeong, 2013; Nirmalkar *et al.*, 2013; Thakur *et al.*, 2016; Taibi & Messelmi, 2017).

Tableau 2 : Synthèse des techniques de modélisation de la rhéologie des fluides à seuil.

Approche	Principe	Avantages	Inconvénients
Formulation par inéquation variationnelle et technique du Lagrangien augmenté	Equations de Navier-Stokes formulées par inéquations variationnelles et utilisation d'un multiplicateur de Lagrange	Prise en compte de la discontinuité de la loi de comportement en identifiant par la contrainte la transition rigide/liquide	Puissance de calcul importante et convergence lente des algorithmes
Régularisation de la loi de comportement	Comportement sous le seuil modélisé par comportement fortement visqueux (viscosité très grande mais finie)	Calculs facilités car convergence rapide	Détermination des paramètres de régularisation et difficulté à comprendre les interactions entre l'écoulement, la consistance et l'élasticité du fluide

Dans le cadre de ces travaux, nous avons fait le choix de ne pas vouloir mettre en priorité l'investigation des zones rigides et liquides au sein de l'écoulement. Cet aspect constitue un enjeu secondaire vis-à-vis des objectifs opérationnels de la modélisation pour le site grandeur nature (cf. CHAPITRE 5). Ce choix est restrictif dans l'approche générale des écoulements de fluides non-newtoniens à seuil. Toutefois, cet aspect ne sera pas négligé dans ces travaux. Nous tacherons d'apporter des éléments de réponse partiels au lecteur compte-tenu du choix retenu vers les modèles régularisés.

Dès lors, l'approche numérique s'emploie à mettre en œuvre des modèles régularisés. Leur paramétrage sera investigué pour obtenir une représentation du seuil d'écoulement le plus proche possible de la réalité physique des écoulements sachant qu'une incertitude demeurera constamment du fait de cette approche. Deux modèles régularisés seront mis en œuvre par la suite. Il s'agit du modèle bi-visqueux proposé par Tanner (Tanner & Milthorpe, 1983; O'Donovan & Tanner, 1984) et du modèle de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987).

2.4. Stratégies de calcul pour la modélisation de la surface libre des écoulements

La description phénoménologique (cf. chapitre 1.1) a conduit à nous interroger sur la stratégie de modélisation à adopter afin de modéliser des écoulements de laves torrentielles. Dans les paragraphes précédents, le souhait suivant a été exprimé : pouvoir modéliser des écoulements de fluide viscoplastique à surface libre dont le régime d'écoulement est transitoire. Les laves torrentielles constituent la finalité de l'application du code de calcul investigué dans le cadre de ces travaux.

Les laves se propagent au sein d'un bassin versant selon des typologies d'écoulement variées : le long d'une pente, dans une zone chenalisée étroite, en étalement sur des zones d'atterrissement, ou sur le cône de déjection à l'aval. Il s'agit donc de modéliser numériquement de grandes déformations et déplacements pour les écoulements mis en jeu, notamment la surface libre. A cela s'ajoute la volonté de fournir à l'utilisateur du code numérique une description complète et détaillée de l'écoulement, en analysant sa géométrie, la vitesse au sein du fluide, en déterminant les hauteurs d'écoulement ou encore en identifiant les parties rigides des zones cisailées. Ces éléments ont pour ambition d'être investigués notamment lorsque les écoulements entrent en interaction avec des ouvrages lors de leur trajet : digues, pont, etc. En somme, ces aspects de l'écoulement ainsi que leur évolution dans le temps doivent pouvoir être étudiés en fonction des caractéristiques globales de l'écoulement. Un récapitulatif des différents besoins en termes de simulation est proposé par la Figure 26.

Pour répondre à ces attentes, cette partie introduit les stratégies de calcul (Hirsch, 2007) pouvant être adoptées pour modéliser numériquement la surface libre d'écoulements de fluides non-newtoniens à seuil tels que les laves torrentielles. Cette présentation de l'état de l'art est proposée en deux temps. Les techniques de modélisation basées sur l'utilisation de grilles de calcul, aussi appelées maillages, sont discutées. En opposition, les approches sans maillage sont exposées par la suite. Les capacités de chaque approche sont discutées en s'intéressant à leurs avantages et inconvénients. L'objectif est de déterminer celle qui répondra à nos besoins de modélisation.

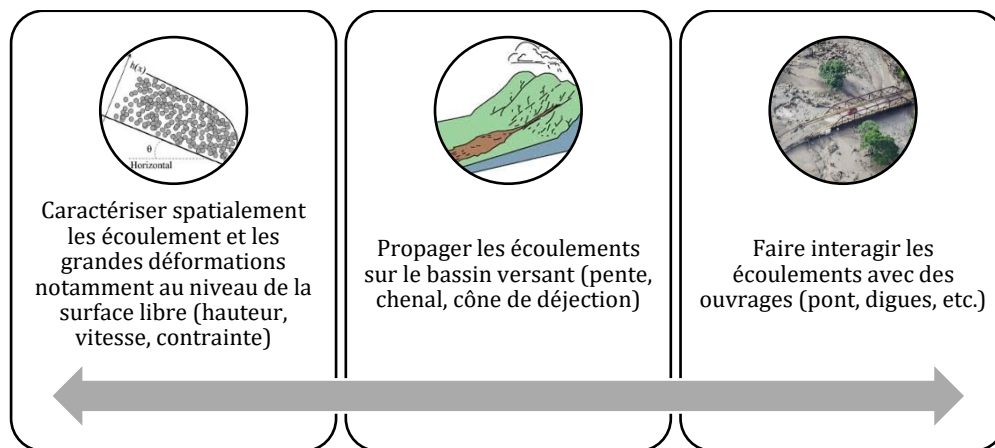


Figure 26 : Définition des attentes auxquelles l'approche de modélisation des laves torrentielles doit répondre d'un point de vue numérique.

2.4.1. Stratégie de calcul avec maillage

Les stratégies de calcul faisant appel à des maillages ou à des grilles de calcul sont développées et utilisées dans le cadre de la simulation de problème de mécanique depuis de nombreuses années. On distingue entre autre les méthodes des différences finies, des volumes finis ou encore des éléments finis.

- ❖ **La méthode dite des différences finies** (*Finite Difference Method, FDM*) est l'une des premières à avoir été développée. Elle permet la résolution des équations aux dérivées partielles lorsque des géométries simples sont impliquées et cela avec une grande efficacité (Taibi *et al.*, 2008). Les travaux menés par O'Brien notamment (O'Brien *et al.*,

1993) ont permis de mettre en œuvre cette méthode dans des codes de calcul dédiés à la simulation des écoulements de laves torrentielles. Ils ont été repris dans de multiples applications 2D pour des cas grandeurs nature (Wang *et al.*, 2008; Wu *et al.*, 2013; Han *et al.*, 2015). Des travaux ont également mis en œuvre cette méthode pour des cas d'écoulements de fluides non-newtoniens dans d'autres contextes (Morais *et al.*, 2009).

- ❖ **La méthode dite des volumes finis** (*Finite Volume Method, FVM*) a été introduite dans les années 1970 (Noh & Woodward, 1976). Elle a été largement diffusée suite aux travaux menés par Hirt et Nichols (Hirt & Nichols, 1981). Cette technique de calcul eulérienne requiert donc une grille de calcul. Un paramétrage adapté des modèles utilisant cette approche peut conduire à des temps de calcul acceptables. Elle a fait l'objet de travaux plus récents pour des applications mettant en jeu la simulation à surface libre de fluides non-newtoniens (Sawko, 2012). A titre d'exemple, la méthode du volume de fluide (*Volume Of Fluid, VOF*) fait partie des méthodes utilisées en mécanique des fluides numériques pour le traitement des écoulements diphasique en association avec une approche de type volumes finis. Les laves torrentielles (Minussi & Maciel, 2012; von Boetticher *et al.*, 2017; Bugnion *et al.*, 2012; Hengbin *et al.*, 2013; Viccione *et al.*, 2015), les avalanches (Romanova, 2017) ou plus simplement les écoulements d'eau (Wertel, 2009; Bayon *et al.*, 2016; Bellahcen, 2016; Berberovic, 2010; Isenmann, 2016; Turmel, 2008; Biscarini *et al.*, 2016) ont été investigués par des approches de type VOF. On trouve dans la littérature des applications de cette méthode pour des cas grandeur nature d'écoulements de lave torrentielle en 2D (Medina *et al.*, 2008).
- ❖ **La méthode dite des éléments finis** (*Finite Element Method, FEM*) est davantage mise en œuvre pour des problématiques de mécanique des solides notamment lorsque ces derniers présentent des géométries complexes (Chen & Lee, 2000). Malgré tout, certains travaux ont appliqué cette méthode à des problématiques de mécanique des fluides (Kim & Turng, 2004; Ahonguio, 2015; Benoit, 2014; Bleyer *et al.*, 2015; Chakraborty, 2012; Cho & Kensey, 1991) mettant en jeu des écoulements non-newtoniens (Bercovier & Engelman, 1980; Gartling, 1983; Tanner & Milthorpe, 1983; Scott *et al.*, 1988; Papanastasiou, 1987; Burgos *et al.*, 1999; Alexandrou *et al.*, 2001; Smyrniaios & Tsamopoulos, 2001; Dimakopoulos & Tsamopoulos, 2007).

Quelle que soit la méthode considérée (différences finies, volumes finis ou éléments finis), leur principe repose sur la discrétisation (division) du domaine de calcul en sous-domaines élémentaires de petite taille. Le terme de maillage apparaît alors du fait de cette décomposition spatiale du domaine de calcul et des relations réciproques existantes entre les sous-domaines de calcul. Si l'utilisateur choisit la méthode des différences finies, les calculs se font au niveau des nœuds du maillage ; à la différence de la méthode des volumes finis qui s'appuie sur des mailles. Quant à la méthode des éléments finis, les calculs peuvent combiner à la fois des valeurs aux nœuds, sur les arrêtes, ou à l'intérieur des mailles. La discrétisation du domaine de calcul effectuée, l'étape suivante est la conversion des équations globales en une combinaison linéaire des variables aux points définis par le maillage.

Ces stratégies de calcul employant des maillages ont fait l'objet de nombreux travaux scientifiques et apparaissent aujourd'hui comme les approches majeures utilisées pour des simulations de problèmes concrets, aussi bien dans un cadre de recherche que dans un contexte d'ingénierie opérationnelle (Anderson Jr. *et al.*, 1995; Chung, 2010; Versteeg & Malalasekera, 2007; Reddy &

Gartling, 2010). Ces techniques ont également été appliquées pour des problématiques de modélisation de fluides non-newtoniens à seuil (Mitsoulis *et al.*, 1993; Roquet & Saramito, 2003; Muravleva & Olshanskii, 2008; Syrakos *et al.*, 2013; Syrakos *et al.*, 2016; Syrakos *et al.*, 2016).

Les méthodes de calcul avec maillage sont fortement répandues malgré le fait qu'elles présentent certains inconvénients dans leur utilisation. Ces difficultés d'utilisation sont principalement liées à la discrétisation du domaine de calcul. En effet, parfois la capture de la surface libre, des frontières ou des interfaces des écoulements modélisés peut s'avérer complexe du fait que le milieu physique simulé est inclus dans la continuité du maillage (Jabbari *et al.*, 2014; Yue *et al.*, 2004). Pour certaines méthodes de suivi d'interface à discrétisation spatiale fixe, à titre d'exemple la méthode *Volume-Of-Fluid (VOF)*, les simulations présentent parfois de la diffusion numérique près de l'interface de la surface libre entre l'air et la phase fluide. Cela nécessite un paramétrage adapté des modèles afin d'atténuer cette perturbation numérique (Afshar, 2010; Kim & Park, 2017). Dans le cas de simulation de laves torrentielles, qui présentent de grandes déformations du milieu, on note également que la génération du maillage peut être complexe de par la complexité de la topographie naturelle sur laquelle se produisent les écoulements. La difficulté de ces approches eulériennes, du fait du maillage, consiste en la localisation de la surface libre lorsque celle-ci se déplace et/ou se déforme. Des travaux ont été menés pour investiguer cette problématique en employant soit des méthodes de type Level Set (Rentschler, 2010; Nikitin *et al.*, 2011; Cai, 2016; Fornes *et al.*, 2017), soit des remaillages du domaine. Les calculs de type Level Set parviennent à identifier une surface libre mais présentent une capacité limitée et les remaillages du domaine conduisent à des temps de calcul élevés et à des diminutions de la qualité des résultats. Malgré les inconvénients qu'elles peuvent présenter, les stratégies de calcul avec maillage sont continuellement investiguées (Roenby *et al.*, 2017; Vayssade, 2015; Dbouk, 2011; Grasselli *et al.*, 2012; Kolano *et al.*, 2016). Elles font toujours l'objet de travaux afin d'améliorer la représentativité des modèles numériques associés à cette approche vis-à-vis de la physique des écoulements à surface libre de type laves torrentielles (von Boetticher *et al.*, 2017; von Boetticher *et al.*, 2017; Bugnion *et al.*, 2012; von Boetticher *et al.*, 2016).

2.4.2. Stratégie de calcul sans maillage

Les stratégies de modélisation sans maillage ont également été développées afin de simuler des écoulements non-newtoniens de type laves torrentielles. Parmi elles, on peut notamment citer les méthodes dites des éléments discrets (*Discrete Element Method, DEM*) ou encore les approches de type Smoothed-Particle Hydrodynamics, notées SPH.

Les méthodes DEM sont des méthodes de calcul lagrangiennes (Smuts *et al.*, 2017) calculant l'interaction de particules solides soumises à des lois de friction et de contact et principalement développées pour des écoulements granulaires (Silbert *et al.*, 2001; Faug *et al.*, 2002; Leonardi *et al.*, 2015; Leonardi *et al.*, 2014; Zhao, 2014; Zhao & Zhang, 2018; Calvetti *et al.*, 2016; Albaba, 2015) et non pour des fluides viscoplastiques.

Quant à l'approche SPH (Gingold & Monaghan, 1977; Monaghan, 1994; Lucy, 1977), elle a été à l'origine développée pour l'astrodynamique (Monaghan, 1992). Elle se présente comme une technique de modélisation où des particules (cf. Figure 28), porteuses d'informations, permettent la représentation du milieu fluide modélisé (Cherfils, 2011).

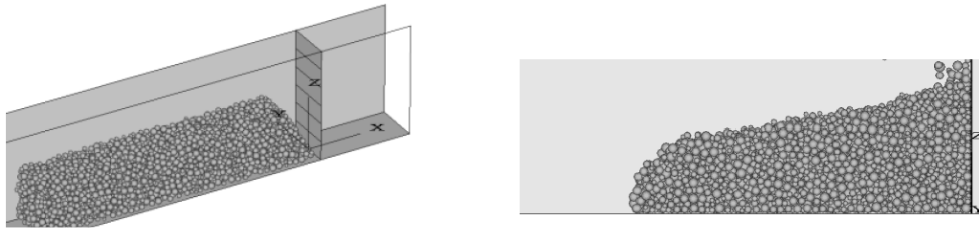


Figure 27 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type DEM : étude de l'impact d'un mélange granulaire contre un obstacle : état initial (image de gauche) ; vue latérale du dépôt final (image de droite) (Calvetti *et al.*, 2016).

Depuis, elle a été étendue dans de nombreux domaines de la dynamique des solides et des fluides impliquant de larges déformations sur de longues distances, des impacts (Laigle & Labbé, 2017), des surfaces libres et des écoulements multiphasiques (Shao & Lo, 2003; Rodriguez-Paz & Bonet, 2004; Laigle *et al.*, 2007; Minatti & Pasculli, 2011; McDougall & Hungr, 2005; Pastor *et al.*, 2017; Ghadampour *et al.*, 2013; Yeylaghi *et al.*, n.d.; Cherfils, 2011). Un des atouts majeurs de l'approche SPH sur les méthodes eulériennes, présentées au paragraphe précédent, est sa capacité à capturer des interfaces très complexes sans aucun traitement spécifique pour leur suivi (Colagrossi & Landrini, 2003).

De nombreuses configurations expérimentales ont été traitées avec l'approche SPH (Canelas *et al.*, 2016; Chambon *et al.*, 2011; Labbé, 2015; Ferrari *et al.*, 2009; Canelas *et al.*, 2015; Canelas *et al.*, 2017). L'application à des cas de terrain est pour le moment difficile (Brezzi, 2016) : reproduire une lave torrentielle s'écoulant sur un terrain tridimensionnel avec une topographie complexe tout en fournissant une haute résolution s'avère difficile. En effet, par rapport à des méthodes utilisant des domaines de calcul maillés, les méthodes dites SPH ont la nécessité d'avoir un nombre important de particules pour produire des simulations de résolution équivalente à des méthodes eulériennes. Ainsi, cela ne fait qu'accroître les temps de calcul (Wang *et al.*, 2016; Džebo *et al.*, 2013).

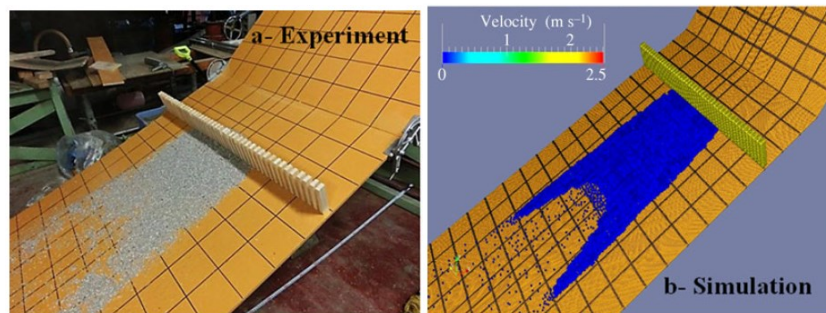


Figure 28 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type SPH : étude des dépôts d'écoulements granulaires à travers des obstructions : comparaison des résultats expérimentaux (image de gauche) et numériques (image de droite) (Abdelrazek *et al.*, 2016).

Un autre inconvénient de cette approche est que les modèles ne tiennent pas compte des processus d'entraînement à l'intérieur du fluide. Par conséquent, ces inconvénients rendent l'application de cette approche limitée sur des cas réels d'écoulement (Wang *et al.*, 2016; Blanc, 2008; Brezzi, 2016; Hungr & McDougall, 2009). A titre d'exemple, la Figure 29 illustre des résultats de simulation 2D obtenus par Brezzi (Brezzi, 2016) pour la lave torrentielle de Rotolon survenue

en 2010 en Italie. Le modèle GeoFlow-SPH développé par Pastor (Pastor *et al.*, 2014), a été mis en œuvre dans une démarche de calibration afin de reproduire l'évènement. Ce code 2D fonctionne en intégrant les variables selon la hauteur.

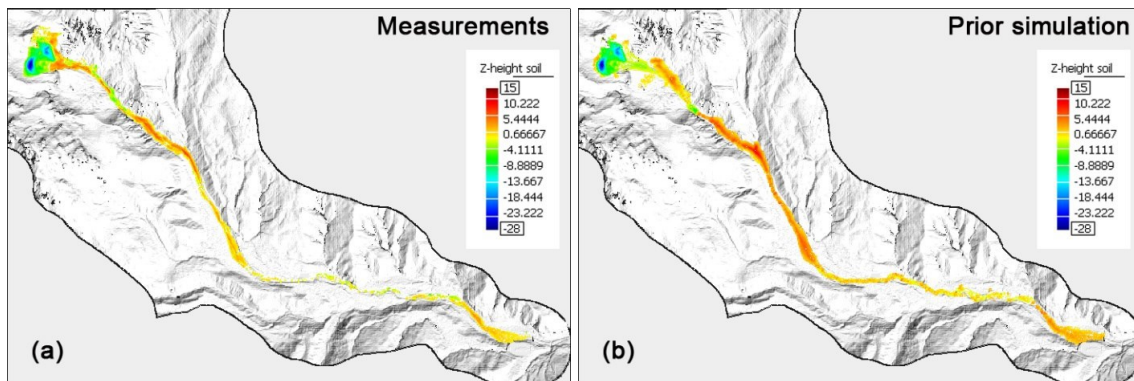


Figure 29 : Exemples de simulations numériques 2D avec une méthode de type SPH : comparaison des hauteurs de dépôt expérimental (image de gauche) et numériques (image de droite) de la lave torrentielle de Rotolon (Brezzi, 2016).

Pour une dimension 3D, la Figure 30 illustre des résultats de simulation obtenus par Wang (Wang *et al.*, 2016) pour la reproduction des écoulements de lave torrentielle de Yohutagawa au Japon. Le code DualSPHysics a été modifié afin d'inclure le comportement non-newtonien du matériau. Les résultats numériques obtenus sont prometteurs. De faibles écarts avec les données de terrain sont relevés en termes de volumes déposés. Un écart relatif moyen de l'ordre de 5 % est indiqué. Ces résultats sont toutefois à mesurer compte-tenu des nombreuses sources d'incertitudes indiquées par les auteurs : résolution du terrain naturel et conditions aux limites notamment.

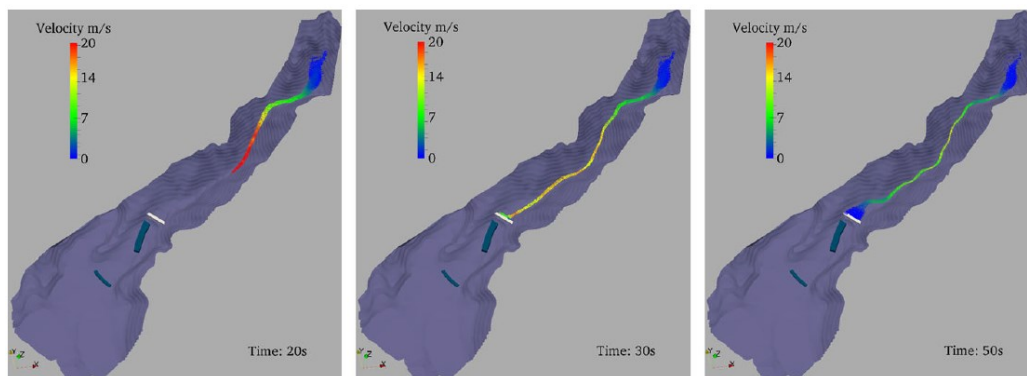


Figure 30 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type SPH : écoulements à différents instants de la lave torrentielle de Yohutagawa (Wang *et al.*, 2016).

2.4.3. Choix de la stratégie de calcul pour modéliser la surface libre des écoulements

En conclusion de cette partie, on peut dès à présent apporter certaines réponses au verrou scientifique suivant :

Quelle méthodologie choisir pour décrire la surface libre des écoulements non-newtoniens tout en cherchant à la positionner le plus finement possible dans l'espace et dans le temps ?

La modélisation numérique de la surface libre des écoulements de laves torrentielles est bien connue. L'état de l'art a montré l'existence de deux approches très différentes pour la simulation des écoulements de laves sur des bassins versants réels. Les méthodes avec maillage et sans maillage. Le Tableau 3 propose une synthèse comparative des avantages et des inconvénients de ces deux stratégies de calcul. A ce jour, les méthodes de type SPH sont préférées pour l'étude d'écoulements de laves sur des topographies réelles. Les méthodes de type VOF sont bien maîtrisées pour des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens mais peu appliquées dans le cadre d'un cas réel. Certes la grande majorité des études des écoulements de laves torrentielles privilégie les techniques de type SPH car on reproche aux méthodes de type VOF certains inconvénients : diffusion importante de la surface libre, représentation délicate des phénomènes d'éclaboussement ou de choc de l'écoulement contre des structures, etc. (Cleary & Prakash, 2003). Nous pensons cependant que l'approche VOF, si on parvient à maîtriser ou limiter ses inconvénients, permet selon nous de traiter des cas d'écoulements à surface libre de type laves torrentielles pour des cas grandeur nature. C'est pourquoi, notre choix porte sur cette dernière approche afin de juger son potentiel à représenter la physique des écoulements dans le cadre d'une problématique opérationnelle réelle d'ingénierie torrentielle.

Tableau 3 : Comparatif entre les stratégies de modélisation avec maillage (de type VOF) et sans maillage (de type SPH).

Stratégie	VOF		SPH	
A V A N T A G E S	Surface libre	<ul style="list-style-type: none"> + Inclut les effets de la tension de surface (Aureli <i>et al.</i>, 2014). + Permet de gérer naturellement les changements de typologie de l'interface (Voronetska, 2012). 	Géométrie	<ul style="list-style-type: none"> + Aucun traitement particulier n'est nécessaire pour traiter la déformation de la surface libre y compris dans le cas de larges déformations (Deuff <i>et al.</i>, 2014). + Ne nécessite pas de maillage. + Adapté aux géométries complexes.
	Mise en œuvre	<ul style="list-style-type: none"> + Choix parmi de multiples schémas numériques en fonction du problème (Deuff <i>et al.</i>, 2014). + Conservation de la masse (par sa formulation) (Shadloo, 2013). 	Surface libre Interactions avec ouvrage	<ul style="list-style-type: none"> + Permet de contourner les divers problèmes liés à l'adaptation de maillage autour de corps en déplacements au sein du fluide (Deuff <i>et al.</i>, 2014). + Convient pour des cas avec de fortes vitesses d'impact pour lesquels la surface libre du fluide présente un fort degré de déformation (Liu & Liu, 2003).
I N C O N V E N I E N T S	Géométrie	<ul style="list-style-type: none"> - Nombre de mailles pouvant être conséquent pour des cas à grandes échelles (Deuff <i>et al.</i>, 2014). 	Matériau	<ul style="list-style-type: none"> - Nécessite parfois un nombre important de particules de petite taille pour reproduire avec précision les écoulements (Aureli <i>et al.</i>, 2014). - Sensibilité à la résolution des particules et à la viscosité artificielle (Aureli <i>et al.</i>, 2014). - Fiabilité dans la représentation des forces entre les particules (Shadloo <i>et al.</i>, 2016).
	Surface libre	<ul style="list-style-type: none"> - Engendre de la diffusion numérique, de par la discrétisation des termes d'advection, pouvant être atténuée par l'emploi de schémas numériques complexes. - Nécessité de reconstruire l'interface. 	Surface libre	<ul style="list-style-type: none"> - Modélisation de grands rapports de densité et/ou de viscosité discontinus au niveau de l'interface (Shadloo <i>et al.</i>, 2016). - Surface libre mal représentée du fait du regroupement de particules dans une région du domaine engendrant une perte de résolution ailleurs dans le domaine de calcul (Shadloo <i>et al.</i>, 2016).
	Mise en œuvre	<ul style="list-style-type: none"> - Influence notable du CFL sur le pas de temps de calcul (Shadloo <i>et al.</i>, 2016). 	Mise en œuvre	<ul style="list-style-type: none"> - Coût de calcul relativement élevé (Shadloo <i>et al.</i>, 2016; Dickenson, 2009). - Pas de consensus sur une formulation optimale de la méthode qui doit être adaptée à chaque application (Dickenson, 2009). - Faible vitesse de convergence (Deuff <i>et al.</i>, 2014). - Difficulté à traiter les conditions aux limites (Machrouki, 2012).

2.5. Dimensions des outils de calcul utilisés en ingénierie pour l'étude des laves torrentielles : discussions, limites et orientations vers la modélisation tridimensionnelle

Dans le cadre de ces travaux de recherche, une collaboration étroite a été menée avec les services du RTM de l'ONF de Grenoble pour l'étude des écoulements de laves torrentielles sur des bassins versants naturels. Sur la base des retours d'expérience des équipes techniques et des opérations d'ingénierie torrentielle conduites ces dernières années, un constat de départ a pu être établi en amont de ces travaux quant aux outils de calcul actuellement utilisés pour la modélisation numérique des laves torrentielles. De cet état initial, il ressort que la grande majorité des outils actuels est fondée sur des approches intégrées sur la verticale, de type Saint-Venant. La modélisation bidimensionnelle constitue la solution la plus couramment appliquée en ingénierie torrentielle à ce jour. On note également occasionnellement le recours à des modèles 1D à certaines étapes des études torrentielles.

Ainsi, cette dernière partie de l'état de l'art vise à discuter de l'application des approches 1D et 2D actuellement utilisées en proposant une analyse critique de leur fonctionnement. La mise en avant de certaines limites à leur utilisation pour des écoulements de type laves torrentielles doit permettre d'orienter le choix vers la modélisation tridimensionnelle, objet de ces travaux de recherche. Cette dernière partie est structurée en trois temps. La première partie du discours porte sur les outils de calcul de dimension 1D. Puis, l'état de l'art s'intéresse aux modèles de dimension 2D et à leurs limites. Enfin, l'orientation vers la modélisation avec une dimension 3D sera justifiée dans la conclusion.

2.5.1. Dimensions 1D et 2D

Les premières investigations numériques des écoulements de laves torrentielles ont été conduites par des modèles de calcul 1D privilégiant une dimension d'espace par rapport aux deux autres (exemple : modèle de rivière ou de réseaux de conduite en assainissement). On calcule des quantités moyennes sur une section en travers. Les modèles les plus couramment développés dans cette catégorie s'appuient sur des lois de comportement viscoplastiques. Citons entre autre VIFLOW 1D (Karlsrud & Edgers, 1982), Cemagref 1D (Laigle & Coussot, 1997), DAN (Hungr, 1995; McDougall & Hungr, 2005), BING (Imran *et al.*, 2001; Marr *et al.*, 2002; Remaître *et al.*, 2005), MODDS (Lenzi *et al.*, 2003) ou encore J-DFM 1-D (van Asch *et al.*, 2004).

Beaucoup de phénomènes de glissement ou de laves torrentielles conduisent à des hauteurs d'écoulement moyennes qui sont faibles en comparaison de la longueur ou de la largeur de l'écoulement. Dans ces conditions, lorsque la hauteur est négligeable en comparaison à la largeur ou à la longueur, les équations 3D sont simplifiées par l'intégration de la hauteur dans la direction verticale : le problème est ramené à une dimension 2D (Hungr *et al.*, 2005). Ainsi, la prévision des zones potentiellement impactées par les laves torrentielles (Recking *et al.*, 2013; Meunier, 1991) a été investiguée par des outils numériques bidimensionnels tels que les modèles avec intégration verticale. Ils sont largement utilisés et adoptés en ingénierie et par les scientifiques (Iverson & Denlinger, 2001; O'Brien *et al.*, 1993; Laigle, 1997; Laigle, 1998; Bartelt *et al.*, 2011; Rickenmann *et al.*, 2006; Pastor *et al.*, 2004) pour simuler des inondations rapides.

Leur approche numérique s'appuie sur l'expression des équations de Saint-Venant (Iverson & Denlinger, 2001) déduites des équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement. Les équations de Saint-Venant sont une forme intégrée (intégration selon la hauteur) des équations de Navier-Stokes. Elles permettent de calculer les hauteurs et vitesses moyennes le long de la direction d'écoulement en fonction du temps. A noter que les équations de Saint-Venant ne modélisent nullement les effets de la turbulence ; le terme de diffusion visqueuse étant remplacé, dans ces équations, par une modification de la pente (Wertel, 2009; De Saint Venant, 1871). Les équations de Saint-Venant s'appliquent au contexte d'eau peu profonde (*shallow water*) et favorisent deux dimensions de l'espace (exemple : plaine d'inondation, modèles maritimes). Parmi les codes de calcul 2D existants, on peut citer à titre d'exemple Nasa-Vof 2D (Torey *et al.*, 1985), Flo-2D (O'Brien *et al.*, 1993), DFEM 1D-2D (McArdell *et al.*, 2003), Lave2D (Laigle, 1998; Laigle *et al.*, 2003) ou RAMMS (Preuth *et al.*, 2010; Schneider *et al.*, 2010).

Flo-2D est l'un des modèles hydrauliques 2D largement distribué et utilisé de par le monde aujourd'hui. Son développement est fondé sur une loi de comportement rhéologique quadratique qui lui permet de traiter des crues d'eau claire, des écoulements hyperconcentrés et des laves torrentielles (Chen & Chuang, 2014; Quan Luna *et al.*, 2011; Han *et al.*, 2016). Le modèle est utilisable pour une large gamme d'écoulement. Toutefois, des précautions sont à prendre lorsque la concentration volumique du fluide est trop importante. Le modèle de Bingham représenté pour modéliser la viscosité peut être en limite de son utilisation. Concrètement, le logiciel est à utiliser précautionneusement pour des laves torrentielles de fortes concentrations volumiques (Hungry *et al.*, 2005).

Lave2D est un autre modèle hydraulique utilisé pour les écoulements torrentiels. Il est fondé sur les équations de conservation, d'eau superficielle sur des pentes raides (Laigle *et al.*, 2003). Le logiciel Lave2D a fait ses preuves sur des modélisations d'écoulements de laves torrentielles boueuses (Gachet, 2015). Comme pour Flo-2D, la littérature souligne l'importance du calage avec des événements de références et l'influence de chaque cas d'étude sur les paramètres d'entrée (topographie et hydrographie).

Enfin, le code RAMMS (RApid Mass MovementS) est un autre logiciel bidimensionnel développé par l'Institut pour l'étude de la neige et des avalanches (WSL-SFL en Suisse) pour simuler des écoulements complexes de terrain boueux et chargés. Le module DEBRIS FLOW du logiciel est utilisé en Suisse et dans le monde entier dans l'évaluation et le volume des laves torrentielles. Les paramètres calculés par le modèle tels que la hauteur et la vitesse d'écoulement, ainsi que la sollicitation dynamique permettent, entre autre, d'en déduire l'intensité du processus et le dimensionnement des mesures de protection.

Les modèles bidimensionnels fournissent des résultats intéressants tels que la surface libre des écoulements au niveau des zones de dépôts au sein du bassin versant torrentiel (Hungry *et al.*, 2005) ou encore les limites des zones de danger (Laigle *et al.*, 2003). Ces modèles requièrent assez peu de temps de calcul, sont simples d'utilisation, et fournissent une interface ergonomique à l'utilisateur. Ces modèles ont prouvé leur capacité à simuler avec précision des écoulements de laves torrentielles (Iverson & Denlinger, 2001; Iverson *et al.*, 2004) sur des terrains possédant une topographie tridimensionnelle complexe. Des travaux (Gray *et al.*, 2003) ont montré que les modèles de type *shallow water* pouvaient simuler avec précision des écoulements à proximité d'obstacles tridimensionnels et notamment représenter des phénomènes complexes tels que la formation d'onde de choc, de zones mortes ou de cavités.

Les modèles numériques bidimensionnels s'appuyant sur une approche intégrée sur la hauteur souffrent néanmoins de plusieurs limitations majeures (Minussi & Maciel, 2012) : intégration selon la hauteur des équations du mouvement supposant de petites vitesses verticales et un champ de pression hydrostatique, indépendance de la composante horizontale de la vitesse avec la coordonnée verticale, etc. Développons deux de ces limites majeures ci-dessous.

Premièrement, les champs de pression sont considérés avec une hypothèse hydrostatique et la vitesse est moyennée selon la direction verticale. Par conséquent, l'utilisateur n'a pas accès aux valeurs locales le long de la direction verticale (Wang *et al.*, 2016; Pastor *et al.*, 2014). Compte-tenu de notre volonté à simuler des écoulements de laves torrentielles entrant en interaction avec des ouvrages de type pont et digues où des effets 3D apparaissent, cet aspect constitue une première limite à l'utilisation d'un modèle bidimensionnel. En effet, un des objectifs de la modélisation des laves torrentielles est de pouvoir analyser à un niveau local les sollicitations mécaniques de l'écoulement sur les ouvrages qu'il rencontre.

Une seconde limite est relevée quant au traitement du rayon hydraulique dans les codes bidimensionnels. La plupart des codes se base sur une hypothèse simplificatrice supposant que le rayon hydraulique peut être approché par la hauteur d'écoulement. Par définition, le rayon hydraulique R_h (m) est le rapport entre la section mouillée de l'écoulement, S (m²), et le périmètre mouillé, P (m). Dans le cas d'un écoulement canalisé, quel que soit la maille de calcul considérée, la section mouillée est égale à $S = bh$, avec b (m) correspondant à la largeur de l'écoulement sur la maille de calcul et h (m) la hauteur. L'expression du périmètre mouillé P quant à elle peut varier suivant la configuration étudiée. En effet, dans le cas d'une maille 2D, on peut faire l'hypothèse que la profondeur de l'écoulement est négligeable devant la largeur de l'écoulement. Cela revient à écrire : $h \ll b$. Le périmètre mouillé est ainsi assimilé à la largeur de l'écoulement : $P \approx b$. Dès lors, le rayon hydraulique R_h est équivalent à la hauteur d'eau : $R_h \approx h$.

Par conséquent, cette approximation revient à considérer que le frottement pariétal est constitué seulement de la friction entre le fluide et le radier du canal dans lequel il s'écoule. Le champ de vitesse et notamment la distribution verticale des vitesses ne sont pas affectés par les frottements induits par les parois latérales du chenal. Dans ce cas, les hauteurs calculées par un modèle 2D se rapprocheront de celles découlant d'un calcul effectué avec un modèle unidimensionnel dans une configuration de type chenal étroit. Le bassin versant réel sur lequel on souhaite étudier les écoulements de laves torrentielles a pour particularité de présenter un enjeu fort au niveau d'une zone chenalisée.

En effet, à cet endroit, de nombreux débordements ont été constatés lors des événements historiques passés engendrant des problématiques de circulation sur un pont routier présent dans cette partie du bassin versant. Dès lors, un autre objectif de la modélisation des laves torrentielles est de pouvoir reproduire un comportement numérique de l'écoulement proche de la réalité physique des écoulements surgissant dans la zone chenalisée étroite.

Enfin, malgré la prise en compte par ces modèles d'une loi rhéologique à seuil d'écoulement (Johnson, 1965; O'Brien & Jullien, 1988; Coussot, 1997), l'état de l'art demeure restreint quant à l'application de ces codes de calcul sur des cas réels avec des phases de calage et de validation des résultats (Ayotte & Hungr, 2000; Hürlimann, 2000; Hübl & Steinwendtner, 2001; Mei *et al.*, 2001; Medina *et al.*, 2008).

2.5.2. Orientation vers la dimension 3D

En conclusion de cette partie, on peut dès à présent apporter certaines réponses au verrou scientifique suivant :

Quelles recommandations suivre afin de rendre le modèle numérique pertinent dans la reproduction des champs de vitesse et de pression des écoulements non-newtoniens ?

L'état de l'art réalisé dans ce paragraphe a permis d'identifier les limites liées à l'utilisation des modèles numériques 1D et 2D dans un contexte de simulation des écoulements à surface libre de laves torrentielles. En conséquence, ces deux types d'approche ne répondent pas à notre objectif d'une analyse locale des écoulements à surface libre sur un bassin versant réel. Elles n'ont donc pas été retenues. Dès lors, nos travaux s'orientent vers une modélisation de type champ proche où la variation des principales grandeurs physiques dans l'épaisseur de l'écoulement est prise en compte de façon explicite.

Ainsi, **le recours à un modèle tridimensionnel constitue l'orientation majeure de cette recherche** car les paramètres et les variables sont des fonctions des trois directions de l'espace.

Tableau 4 : Synthèse des approches numériques de modélisation.

Modèle	Type de représentation...				
	<i>De la surface libre</i>	<i>Du champ de vitesse</i>	<i>De la distribution des pressions</i>	<i>Des interactions avec des ouvrages</i>	<i>De l'influence des parois latérales</i>
1D	Intégrée suivant la hauteur	Approximation selon un axe unidimensionnel	Hypothèse d'une répartition hydrostatique	Prise en compte de l'énergie cinétique et de la pression	Calcul du rayon hydraulique
2D	Intégration suivant la hauteur	Intégration selon l'axe vertical	Hypothèse d'une répartition hydrostatique	Prise en compte de l'énergie cinétique et de la pression	Aucune
3D	Complète selon les 3 directions de l'espace	Complète selon les 3 directions de l'espace	Complète selon les 3 directions de l'espace	Prise en compte de la courbure des lignes de courant pour le champ de pression	Complète selon les 3 directions de l'espace


La résolution des équations de Navier-Stokes sera une étape de la méthodologie globale considérée en y intégrant la rhéologie particulière du fluide à seuil à traiter. L'état de l'art met en avant la robustesse des méthodes de type SPH pour la modélisation de la dynamique des fluides avec de grandes déformations (comme les laves torrentielles). Toutefois, l'augmentation des temps de calcul et la nécessité de mettre en œuvre un nombre important de particules pour représenter les écoulements nous amènent à délaissier cette approche et nous tourner vers la méthode eulérienne des volumes finis. L'approche de type VOF est retenue pour cette démarche de modélisation tridimensionnelle qui s'applique donc ici dans le contexte de la mécanique des fluides homogènes.

2.6. Cas expérimentaux retenus pour la validation du code de calcul 3D

2.6.1. Préambule

Au CHAPITRE 4, le modèle 3D sera validé à travers un panel de tests numériques, représentatifs des typologies d'écoulement pouvant être rencontrées sur un bassin versant alpin sujet aux laves torrentielles. Pour ce faire, nous avons choisi dans la littérature cinq cas expérimentaux dont les données seront confrontées par la suite aux résultats numériques obtenus avec le code de calcul 3D investigué dans le cadre de ces travaux.

Les cas expérimentaux retenus pour la validation du code de calcul 3D s'appuient sur les expériences de Debiante (Debiante, 2000), de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007), de Luu (Luu *et al.*, 2015), de Cochard (Cochard & Ancey, 2009), et d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009).

 *Ces cinq cas expérimentaux seront présentés plus en détails au lecteur au CHAPITRE 4. A ce stade, cette partie propose une discussion des résultats numériques obtenus par d'autres codes de calcul pour ces mêmes expériences.*

2.6.2. Ecoulements en canaux étroits : les expériences de Debiante (2000)

Au cours des tests numériques (cf. CHAPITRE 4), nous investiguons le modèle 3D pour des écoulements de fluides non-newtoniens à surface libre en canaux étroits. En effet, certains écoulements de laves torrentielles surgissent sur des bassins versant pouvant présenter des zones d'écoulement fortement limitées spatialement (dynamique latérale réduite). Généralement, ces typologies d'écoulement apparaissent entre la zone amont du bassin versant, où se forment les laves, et le cône de déjection à l'aval où les écoulements ont tendance à se s'étaler et de déposer. Cette typologie d'écoulement est notamment présente sur le site grandeur nature que nous étudierons au CHAPITRE 5. Pour étudier cette configuration, notre choix s'est porté sur les expériences menées par Debiante (Debiante, 2000) dans un canal rectangulaire étroit dont les investigations portent sur des écoulements permanents graduellement variés. Les données expérimentales portent sur la mesure des courbes de remous et des profils de vitesse.

L'état ne recense pas d'investigation numérique portant sur les expériences menées par Debiante. Toutefois, les écoulements à surface libre de fluides à seuil en canaux étroits ont été traités sur la base d'autres données expérimentales.

Des écoulements similaires ont été investigué par Montilla Pérez (Montilla Pérez, 2017). Les expériences de Spelay (Spelay, 2007) en canaux à surface libre ont été investiguées numériquement avec l'outil 3D STAR-CCM. Une approche VOF a été employée pour simuler des écoulements laminaires dans des géométries semi-circulaires et rectangulaires. La rhéologie des matériaux est traitée par régularisation mais aucune information n'est fournie par l'auteur au sujet des valeurs des paramètres de la régularisation numérique. Le modèle mis en œuvre prédit la hauteur d'écoulement et la contrainte à la paroi avec un écart de l'ordre de 10 % par rapport aux données expérimentales. Des déviations de 4 % sont annoncées pour la vitesse moyenne (cf. Figure 31). Néanmoins, l'auteur ne propose pas d'analyse de sensibilité détaillée (rhéologie ou maillage) pour expliquer l'origine de ces déviations.

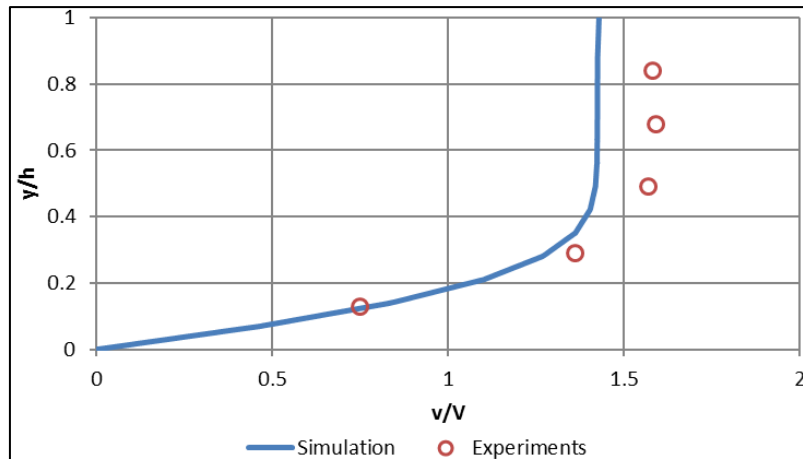


Figure 31 : Comparaison adimensionnelle des profils de vitesse numériques (courbe continue bleue) avec les données expérimentales (ronds rouges) de Spelay (Spelay, 2007) : résultats en canal semi-circulaire pour un débit de 3 l/s, une pente de 3° et une contrainte seuil de 13,3 Pa (Montilla Pérez, 2017).

Plus généralement, les effets de la largeur d'un canal étroit en pente sur l'écoulement de fluide à seuil ont été explorés par Cantelli (Cantelli, 2009) et Mei (Mei & Yuhi, 2001) qui ont employé un modèle rhéologique de Bingham. On relève également des travaux portant sur les écoulements turbulents dans des canaux étroits comme ceux de Guang (Guang *et al.*, 2009), utilisant une technique de modélisation de type DNS (Direct Numerical Simulation).

☞ *L'état de l'art indique que les expériences de Debiane n'ont pas fait l'objet d'investigation numérique 3D. Nous proposerons ici une comparaison quantitative expérimental / numérique des écoulements. La surface libre sera investiguée avec une méthode VOF.*

2.6.3. Écoulements révélateurs des zones rigides et liquides : les expériences de de Souza-Mendes (2007) et de Luu (2015)

Une partie des investigations menées avec le modèle 3D (cf. CHAPITRE 4) porte sur la possibilité d'identifier au sein des écoulements de fluides à seuil les zones rigides et liquides, à partir de modèles régularisés. Pour traiter cet aspect, notre choix s'est orienté vers les expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) et de Luu (Luu *et al.*, 2015). Ces écoulements conduisent à des comportements à la fois cisailé liquide et rigide des matériaux lorsque ceux-ci s'écoulent dans les géométries testées.

De Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) a expérimenté des écoulements de fluides à seuil au sein d'une cavité fermée de section circulaire (cf. Figure 32). Le passage de l'écoulement dans la géométrie fait apparaître à la fois des zones liquides cisailées et des zones au comportement rigide (image de droite sur la Figure 32). En faisant varier les caractéristiques de la géométrie et les débits d'écoulement, de Souza-Mendes fournit, en tant que données expérimentales, la proportion de volume cisailé dans la cavité (estimée à partir des prises d'image).

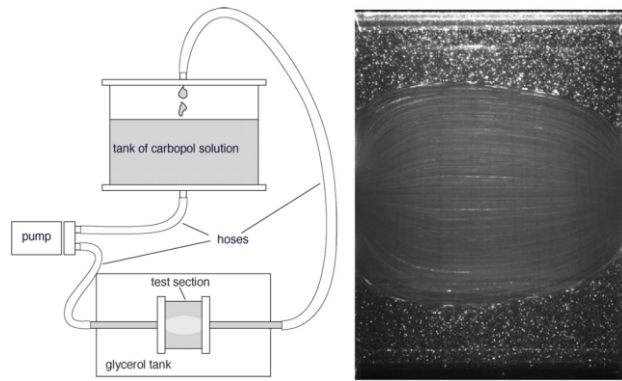


Figure 32 : Expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) des écoulements non-newtoniens à travers une cavité de section circulaire : dispositif expérimental (image de gauche) et visualisation de l'écoulement par technique PIV (image de droite ; la zone cisailée correspond à la zone centrale de l'image présentant des lignes de courant blanches).

En marge des données expérimentales, de Souza-Mendes fournit les résultats d'une approche numérique 2D mise en œuvre avec des modèles régularisés pour la détection des zones rigides et liquides (de Souza Mendes *et al.*, 2007). La comparaison avec les données expérimentales montre une surestimation permanente des zones cisailées par cette approche numérique (cf. Figure 33). Les auteurs ont investigué le degré d'incertitude de cette approche. Pour certaines géométries, ils indiquent qu'une augmentation de 50 % sur le critère de contrainte est nécessaire pour faire correspondre les interfaces de transition rigide/liquide expérimental et numérique.

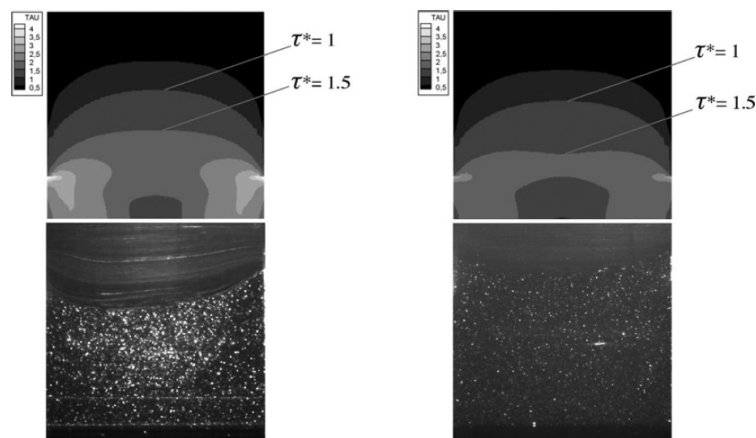


Figure 33 : Comparaison des résultats numériques (partie supérieure) avec les données expérimentales (partie inférieure) de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) pour la géométrie $R_0/R = 5$ et $L_0/R_0 = 1$: Carbopol à 0,09 % et $\tau_R^* = 4$ (colonne de gauche), Carbopol à 0,11 % et $\tau_R^* = 2,6$ (colonne de droite).

Les modèles régularisés classiques ne pouvant coïncider pleinement avec l'expérimental, des travaux ont été menés par de Souza-Mendes et Thompson (de Souza-Mendes, 2011; de Souza Mendes & Thompson, 2013) afin de développer des modèles élastoviscoplastiques thixotropiques dont la représentativité avec la physique des matériaux est accrue. Dos Santos (dos Santos *et al.*, 2014) a notamment mis en œuvre ces modèles en simulant les écoulements avec une méthode d'éléments finis. Les calculs fournissent à la fois les champs de vitesse, de contrainte, de déformation élastique (cf. Figure 34) et du taux de déformation. La comparaison avec les données

expérimentales de de Souza-Mendes a mis en évidence de faibles écarts et a prouvé la robustesse de cette approche.

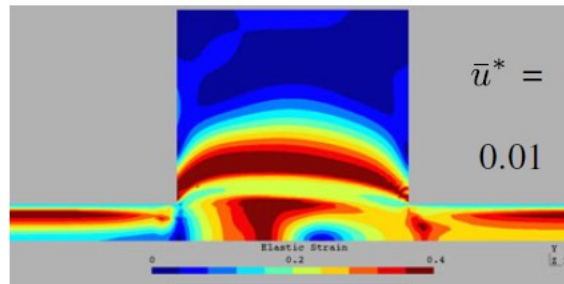


Figure 34 : Résultats numériques obtenus par dos Santos (dos Santos *et al.*, 2014) : champ de déformation élastique pour une vitesse d'entrée $u^*=0,01$.

De façon générale, l'état de l'art fait mention de ces deux approches numériques pour l'investigation des zones rigides et liquides dans des dispositifs d'expansion-contraction brusques : les régularisations rhéologiques (Naccache & Barbosa, 2007; Mitsoulis & Huilgol, 2004; Alexandrou *et al.*, 2001; Jay *et al.*, 2001) et les modèles de type élastoviscoplastiques (Nassar *et al.*, 2011; Saramito, 2007; Hermany *et al.*, 2013; Belblidia *et al.*, 2011). Les travaux récents (Link *et al.*, 2015) mettent néanmoins en avant l'efficacité des modèles de type élastoviscoplastiques à la recherche des zones caractéristiques de l'écoulement.

En complément des expériences de de Souza-Mendes, nous avons souhaité juger la capacité du code de calcul à représenter les zones rigides et liquides pour une autre typologie d'écoulement. Pour ce faire, notre choix s'est orienté vers les expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015). Ces dernières s'intéressent aux écoulements de fluides à seuil dans un canal fermé de section rectangulaire. La présence d'une marche brusque au niveau du radier de la conduite (cf. Figure 35) favorise l'apparition d'une zone morte pouvant être qualifiée de zone rigide. Une technique d'image de type PIV a été employée pour investiguer les lignes de courant et le champ de vitesse dans le dispositif conduisant à positionner la zone de transition au pied de la marche.

L'état de l'art ne recense qu'une seule investigation numérique des expériences de Luu. Il s'agit des simulations menées par Marly et Vigneaux (Marly & Vigneaux, 2017). Leur choix a retenu une approche de type Lagrangien augmenté pour décrire le comportement rhéologique du matériau. Les résultats obtenus mettent en exergue la robustesse de cette méthode à reproduire fidèlement les zones cisailées et rigides, avec des déviations faibles par rapport à l'expérimental (cf. Figure 36).

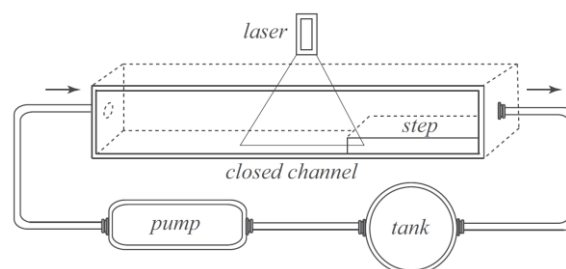


Figure 35 : Expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015) des écoulements non-newtoniens par-dessus une marche brusque en canal rectangulaire fermé.

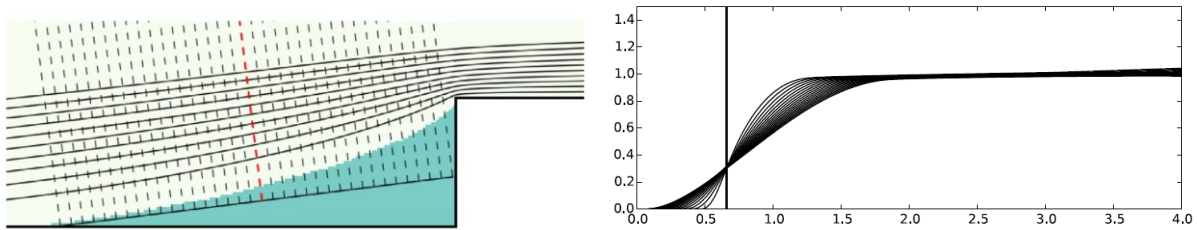


Figure 36 : Résultats des simulations numériques de Marly (Marly & Vigneaux, 2017) pour un nombre de Bingham égal à 50 : lignes de courant, zones rigides et lignes de suivi (en pointillés noirs) (image de gauche) pour les profils de vitesse (image de droite).

De l'état de l'art, il ressort que les modèles régularisés sont peu privilégiés pour détecter numériquement les interfaces séparant les zones rigides et liquides au sein des écoulements de fluides non-newtoniens à seuil. De nombreux travaux ont développé des approches alternatives aboutissant à des résultats proches des observations expérimentales, notamment en cherchant à représenter les déformations élastiques des matériaux. Dans le cadre de ces travaux, la détection des zones rigides et liquides présentent un intérêt secondaire vis-à-vis de la simulation des écoulements à surface libre de laves torrentielles. Nous veillerons à représenter la rhéologie des laves dans le code de calcul avec des modèles régularisés couramment employés (bi-visqueux et Papanastasiou). Néanmoins nous investiguerons la tendance fournie par le modèle numérique dans la représentation des zones rigides et liquides (sous-estimation ou surestimation) afin d'évaluer la représentativité du code de calcul, compte-tenu de leur degré d'approximation.

2.6.4. Écoulements en étalement : les expériences de Cochard (2009)

Les écoulements de laves torrentielles, traités au CHAPITRE 5, présentent des typologies d'écoulement en étalement (par exemple au niveau du cône de déjection ou sur des plages de dépôt). Nous avons souhaité investiguer cette configuration d'écoulement en nous appuyant sur les données expérimentales de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) qui a étudié la dynamique d'écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens à seuil sur des plans inclinés (cf. Figure 37). Le matériau, stocké dans un réservoir situé en haut du plan incliné, est libéré par l'ouverture d'une vanne mobile. Les données expérimentales portent sur la mesure du front et de la largeur des étalements au cours du temps.

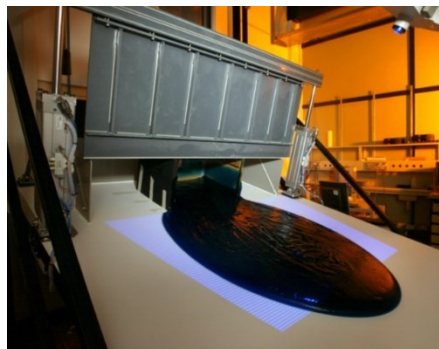


Figure 37 : Expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) des écoulements non-newtoniens sur plans inclinés (Rentschler, 2010).

En parallèle des résultats expérimentaux fournis par l'auteur (Cochard, 2007), ce dernier a évalué la capacité du code de calcul NAST3DGPF (Griebel *et al.*, 1997), employant une approche de type Level-Set, à reproduire ces étalements. Ce programme est un solveur tridimensionnel traitant les équations de Navier-Stokes pour des écoulements incompressibles diphasiques. La viscosité du matériau n'est pas traitée avec une approche de type modèle régularisé ou Lagrangien augmenté mais avec une fonction dépendante du taux de déformation. Numériquement, cela engendre un problème rigide nécessitant un solveur implicite pour les termes visqueux. Les résultats obtenus montrent une sous-estimation permanente de l'avancement du front, néanmoins la largeur est bien reproduite numériquement (cf. Figure 38). L'auteur justifie l'écart avec l'expérimental par la difficulté à représenter la vanne mobile en tant que condition aux limites dans le modèle. Le code NAST3DGPF a fait l'objet de travaux complémentaires menés par Rentschler (Rentschler, 2010) pour ces mêmes expérimentations. Des résultats numériques proches de l'expérimental sont annoncés par l'auteur sans toutefois proposer une comparaison détaillée de l'allure des étalements numériques.

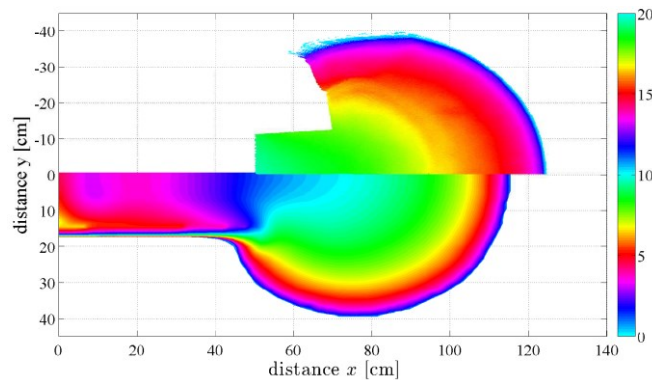


Figure 38 : Comparaison des étalements numériques (partie inférieure) avec les données expérimentales (partie supérieure) pour une pente de 12° (Cochard, 2007) : $t = 5$ s.

Nikitin et Vassilevski ont investigué numériquement les étalements de Cochard à l'aide de modèles employant maillages dynamiques adaptatifs (Nikitin *et al.*, 2011; Vassilevski *et al.*, 2012). Un code personnel a été développé sur la base de la méthode des volumes finis (technique Level-Set), en vue d'une application à grande échelle (rupture de barrage). La rhéologie est traitée par régularisation. Les résultats fournis par les auteurs sont réduits aux deux premières secondes de l'étalement (calcul 3D sans doute très coûteux). Par ailleurs, la comparaison avec l'expérimental est proposée uniquement de façon qualitative et non quantitative. Pour une configuration d'écoulement identique à celle que nous investiguerons au CHAPITRE 4 (concentration de Carbopol à 0,30 % ; pente de 12°), l'analyse des résultats numériques fournis par la littérature (Nikitin *et al.*, 2011; Vassilevski *et al.*, 2012) montre que les écarts avec l'expérimental tendent à augmenter lorsque les calculs se prolongent, notamment pour les profils d'écoulement. On note toutefois, sur la première seconde de simulation, un écart relatif moyen avec l'expérimental de - 6 % pour la position du front et de 4 % pour la largeur. Cependant les auteurs n'évaluent pas la qualité du modèle pour les temps longs, où les effets du seuil de contrainte influent sur la dynamique du fluide.

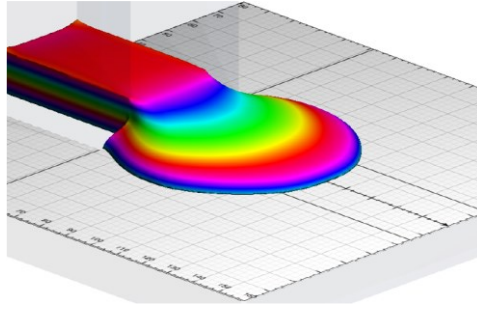


Figure 39 : Représentation numérique de l'étalement à $t = 0,6$ s pour une pente de 12° (Nikitin *et al.*, 2011).

Une approche similaire a été employée par Bernabeu (Bernabeu *et al.*, 2012) avec un code numérique personnel s'appuyant sur un algorithme numérique du second ordre et une approche de type Lagrangien augmenté. Le modèle 3D emploie un développement asymptotique et tient compte de l'effet du seuil de contrainte. L'auteur a simulé les écoulements en supposant une masse volumique de 811 kg/m^3 . Les résultats numériques sont confrontés avec l'expérimental uniquement via les profils d'étalement (cf. Figure 40).

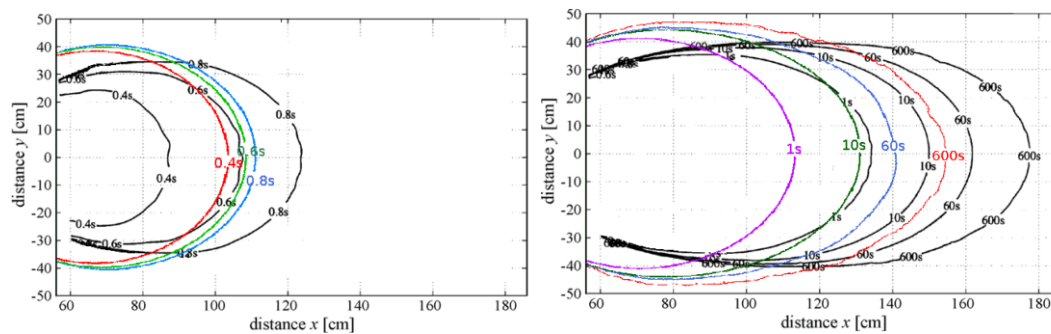


Figure 40 : Comparaison des profils d'étalement numériques avec les données expérimentales de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) pour une pente de 12° (Bernabeu *et al.*, 2012) : de $t = 0,4$ s à $t = 0,8$ s (image de gauche) et de $t = 1$ s à $t = 600$ s (image de droite).

Globalement, le code 3D a tendance à surestimer la largeur de l'étalement et sous-estime l'avancement du front aux temps longs. Sur les 60 premières secondes, le modèle 3D présente un écart relatif moyen de l'ordre de -6% avec l'expérimental pour la position du front. Celui-ci atteint 26% sur cette même période pour la largeur de l'étalement. Les auteurs donnent plusieurs explications pour justifier ces écarts : négligence des effets de torsion du fluide à cause du développement asymptotique, inertie mal représentée, ouverture de la vanne mal intégrée en tant que condition aux limites. Enfin, l'investigation des résultats numériques est limitée car aucune comparaison n'est fournie en termes de profils de hauteur transversaux dans le temps. L'approche Volume of Fluid a également été investiguée pour reproduire les étalements de Cochard. A titre d'exemple, Yang (Yang *et al.*, 2015) a mis en œuvre le modèle numérique 3D bicouche (eau/boue) destiné à une application de coulées de boue en milieu océanique et développé par Chen (Chen *et al.*, 2003). Des écarts de l'ordre de 12% sont relevés pour la largeur par rapport à l'expérimental. Ceux-ci sont nettement plus importants (de l'ordre de 30%) pour les hauteurs d'écoulement sur l'ensemble de la simulation (résultats pour une pente de 6° , une masse volumique supposée égale à 811 kg/m^3 , et en simulant la vanne mobile du réservoir comme une condition aux limites de

hauteur et de débit). La boue est décrite par le modèle d'Herschel-Bulkley, cependant celui-ci est mis en œuvre indirectement dans l'expression d'un coefficient de frottement propre à la boue.

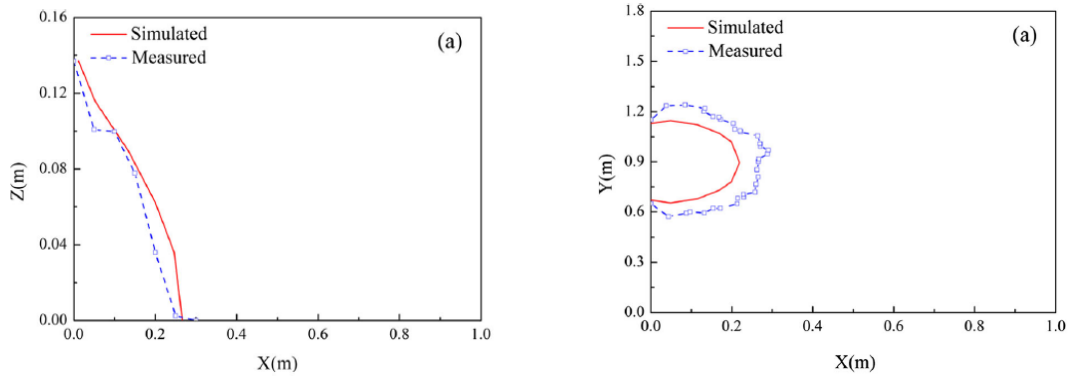


Figure 41 : Comparaison des profils numériques de hauteur (image de gauche) et d'étalement (image de droite) avec les données expérimentales de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) pour une pente de 6° (Yang *et al.*, 2015) à $t = 0,4$ s.

➡ Dans le cadre de ces travaux, les expériences de Cochard seront reproduites numériquement sur un intervalle de temps de 60 s. Notre approche numérique 3D diffère de la littérature car elle emploie la méthode VOF avec un maillage fixe et des modèles régularisés, en tenant compte de la dynamique d'ouverture de la vanne.

2.6.5. Écoulement de type rupture de barrage : les expériences d'Ancey (2009)

Le modèle 3D sera évalué au CHAPITRE 4 pour une typologie d'écoulement analogue à un phénomène de rupture de barrage. En effet, lorsqu'une lave torrentielle survient en tête de bassin versant, une quantité importante de matériaux est mise en mouvement de façon soudaine vers l'aval. Les premiers temps de l'écoulement présentent une dynamique proche d'une rupture de barrage. Pour modéliser numériquement les laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5), nous souhaitons mettre en œuvre une condition aux limites amont proche de ce phénomène pour représenter le démarrage de l'écoulement. Dès lors, les expériences menées par Ancey (Ancey & Cochard, 2009) en canaux (cf. Figure 42) ont été retenues afin d'investiguer l'aspect transitoire des écoulements. Les données expérimentales de la littérature indiquent la position du front de l'écoulement dans le canal au cours du temps.

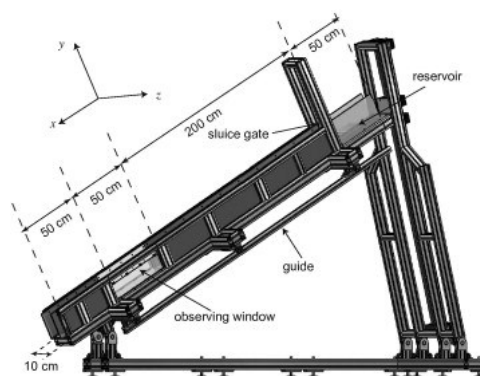


Figure 42 : Canal utilisé pour les expériences d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009) des écoulements non-newtoniens en canal étroit (Ancey *et al.*, 2012).

Rentschler (Rentschler, 2010), cité précédemment, s'est intéressé à reproduire les expériences d'Ancey numériquement. L'auteur met en avant de faibles écarts entre les résultats numériques et expérimentaux en termes de position du front d'écoulement, notamment sur les premiers instants de la simulation, sans toutefois fournir de détails sur les profils d'écoulement, et sur la qualité des résultats pour des temps de calcul plus longs. Pour une même typologie d'écoulement, Minussi (Minussi & Maciel, 2012) a montré qu'une approche numérique 2D de type VOF permettait d'obtenir des résultats numériques satisfaisants en termes d'avancement du front d'écoulement (cf. Figure 50). Néanmoins il subsiste des déviations non négligeables vis-à-vis des profils de hauteur.

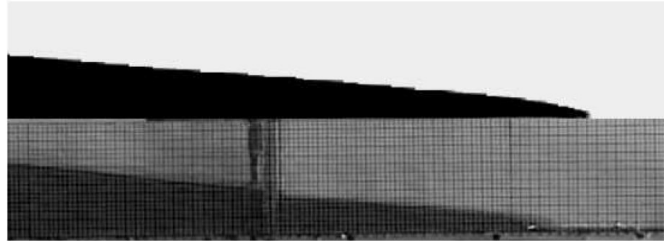


Figure 43 : Comparaison des profils d'écoulement numériques (partie supérieure) avec les données expérimentales (partie inférieure) de Minussi (Minussi & Maciel, 2012) pour une pente horizontale : $t = 0,6$ s.

Moraga (Moraga *et al.*, 2015) a expérimenté des écoulements similaires à des ruptures de barrage avec la méthode VOF. Les résultats numériques reproduisent les mesures numériques avec une précision de l'ordre de 7 %, ce qui prouve la robustesse de la méthode VOF à représenter la surface libre d'écoulements transitoires dans une dimension 2D. Comminal (Comminal *et al.*, 2014) a également investigué des ruptures de barrages en canal horizontal avec un code 2D. La comparaison avec les données expérimentales de Martin et Moyce (Martin & Moyce, 1952) conduit à de faibles écarts. Les expériences de Martin et Moyce ont également été traitées en 3D avec le code CalcoSoft par Maronnier (Maronnier *et al.*, 2003) avec une approche VOF où la diffusion numérique est limitée par un algorithme spécifique en post-traitement. Liu (Liu *et al.*, 2016) compare numériquement les approches avec modèles régularisés et les schémas de type Lagrangien augmenté pour des écoulements de rupture de barrage simulés avec une approche VOF en 2D. Les deux méthodes numériques conduisent à des résultats comparables hormis pour le champ de contrainte au démarrage et à la fin de l'écoulement. Dans une dimension 3D, citons également les travaux menés par von Boetticher (von Boetticher *et al.*, 2017) dont les résultats numériques obtenus avec un modèle de type VOF sous OpenFOAM permettent de reproduire avec de faibles déviations des phénomènes de rupture de barrage en canaux (cf. Figure 44). Le modèle utilisé combine un modèle d'Herschel-Bulkley avec un modèle rhéologique viscoplastique de Coulomb. Toutefois, l'auteur fournit peu d'éléments comparatifs en termes de hauteur dans le temps et se limite à des configurations d'écoulement expérimentales et non grandeur nature.

Caboussat (Caboussat *et al.*, 2011) a également mis en œuvre la méthode VOF en 3D pour des cas de rupture de barrage en vue d'une application sur des sites grandeur nature d'ouvrages de rétention. La difficulté de représenter des écoulements fortement perturbés au niveau de la surface libre par une approche de type VOF a conduit les modélisateurs à s'orienter vers des simulations numériques employant des stratégies de calcul sans maillage de type SPH. Le

phénomène de rupture de barrage a notamment été mis en œuvre par Shao (Shao & Lo, 2003), Chambon (Chambon *et al.*, 2011), Brezzi (Brezzi, 2016), et Ferrari (Ferrari *et al.*, 2009).

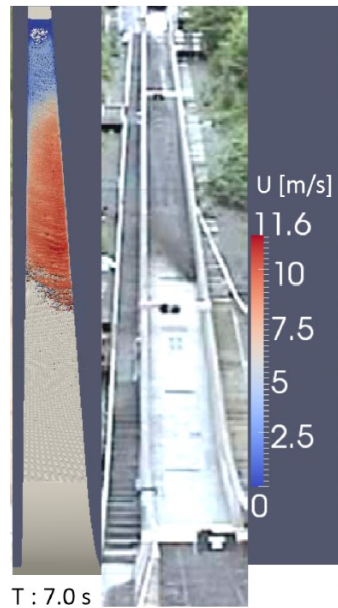


Figure 44 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type VOF (von Boetticher *et al.*, 2017) : comparaison de résultats numériques (image de gauche) d'écoulements à surface libre obtenus avec le code DebrisInterMixing-2.3 avec les résultats expérimentaux d'Iverson (Iverson *et al.*, 2010) (image de droite).

➡ Dans le cadre de ces travaux, une comparaison quantitative expérimental / numérique des écoulements en canaux d'Ancey sera proposée. La surface libre sera investiguée avec une méthode VOF.

2.7. Conclusion du chapitre 2

L'état de l'art a permis de mettre en évidence qu'à l'heure actuelle, dans un cadre d'ingénierie opérationnelle, l'étude des écoulements de laves torrentielles pour des cas réels est peu développée à travers des approches numériques 3D. En effet, les outils employés à ce jour se fondent principalement sur des approches bidimensionnelles. Or, l'analyse bibliographique met en avant certaines difficultés à décrire avec précision les caractéristiques des écoulements. Ces inconvénients sont fortement liés au type de modèle employé. L'état de l'art fait ressortir un manque d'information pour la modélisation des écoulements sur des sites réels avec des approches 3D appliquées pour des problématiques d'ingénierie opérationnelle.

A l'issue de l'état de l'art, notons ici les choix retenus pour développer la connaissance autour de la modélisation numérique des laves torrentielles :

- ➡ - Considérer le mélange avec un comportement global viscoplastique, au regard du type de lave rencontrée sur le site grandeur nature traité au CHAPITRE 5 ;
- Modéliser le comportement rhéologique de la lave en tant que fluide à seuil avec un modèle régularisé ;
- Retenir une stratégie de calcul avec maillage de type volumes finis pour discrétiser le domaine et capturer la surface libre des écoulements ;

- *Reproduire les écoulements avec une approche tridimensionnelle complète, sans pertes d'informations dans l'espace*

C'est dans ce contexte que s'inscrivent ces travaux de thèse. Ils ont pour objectif principal de juger le potentiel d'un modèle tridimensionnel à simuler des écoulements à surface libre de laves torrentielles sur un bassin versant naturel dans une démarche d'ingénierie globale. Le travail vise à développer un modèle numérique 3D capable de reproduire les caractéristiques du comportement d'un fluide non-newtonien à seuil pour diverses typologies d'écoulement. La finalité est de juger la représentativité de l'outil de calcul en l'appliquant à une problématique d'écoulement réel : les laves torrentielles.



Le comportement des laves torrentielles va être assimilé dans ces travaux à un modèle d'Herschel-Bulkley. Cette vision est quel que peu réductrice au regard du comportement rhéologique réel de tels écoulements, qui est sans doute bien plus complexe. Néanmoins cette hypothèse de départ semble raisonnable pour aborder une approche de simulation numérique 3D à l'échelle d'un bassin versant réel de montagne. Ce choix sera discuté à l'issue des simulations sur le cas grandeur nature dans les perspectives des travaux présentées dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

Afin d'améliorer la connaissance en termes de modélisation numérique des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens tels que les laves torrentielles pour des sites réels, nous proposons :

- D'investiguer la capacité du code de calcul OpenFOAM à reproduire la physique des fluides non-newtoniens à seuil pour des typologies d'écoulements simples pouvant se retrouver sur des bassins versant torrentielles où l'on rencontre des laves torrentielles ;
- De déterminer le paramétrage à adopter avec les modèles régularisés choisis afin de reproduire la rhéologie d'un fluide non-newtonien à seuil tout en rendant les résultats numériques indépendants du paramétrage numérique ;
- D'implémenter une nouvelle régularisation, celle de Papanastasiou, dans le code de calcul d'OpenFOAM afin de la comparer au modèle bi-visqueux déjà présent dans le code de base ;
- De déterminer les différentes plus-values que peut apporter le code de calcul 3D d'OpenFOAM afin d'étudier, selon une vision d'ingénierie opérationnelle, les écoulements de laves torrentielles, en comparaison des outils habituellement utilisés.

Les développements associés au code de calcul d'OpenFOAM sont présentés à la fois dans le CHAPITRE 3 et dans le CHAPITRE 4 ; ce dernier présentant une série de cas expérimentaux simples d'écoulements de fluides non-newtoniens, investigués en vue de l'application du code de calcul sur un cas réel (cf. CHAPITRE 5).

CHAPITRE 3. Méthodologie de modélisation numérique 3D pour les écoulements non-newtoniens à surface libre

3.1. Introduction du chapitre 3

Ce chapitre a pour objectif de présenter la méthodologie développée pour modéliser en 3D les écoulements de fluides non-newtoniens à seuil, comme les laves torrentielles. Le choix de l'outil s'est orienté vers le logiciel libre OpenFOAM. Cette partie aborde les équations régissant les écoulements, les méthodes de discrétisation du domaine de calcul et de capture de la surface libre, le renseignement de la rhéologie dans le code, et la résolution des équations par la méthode des volumes finis. Les thématiques de la méthodologie sont surlignées en jaune sur la Figure 45.

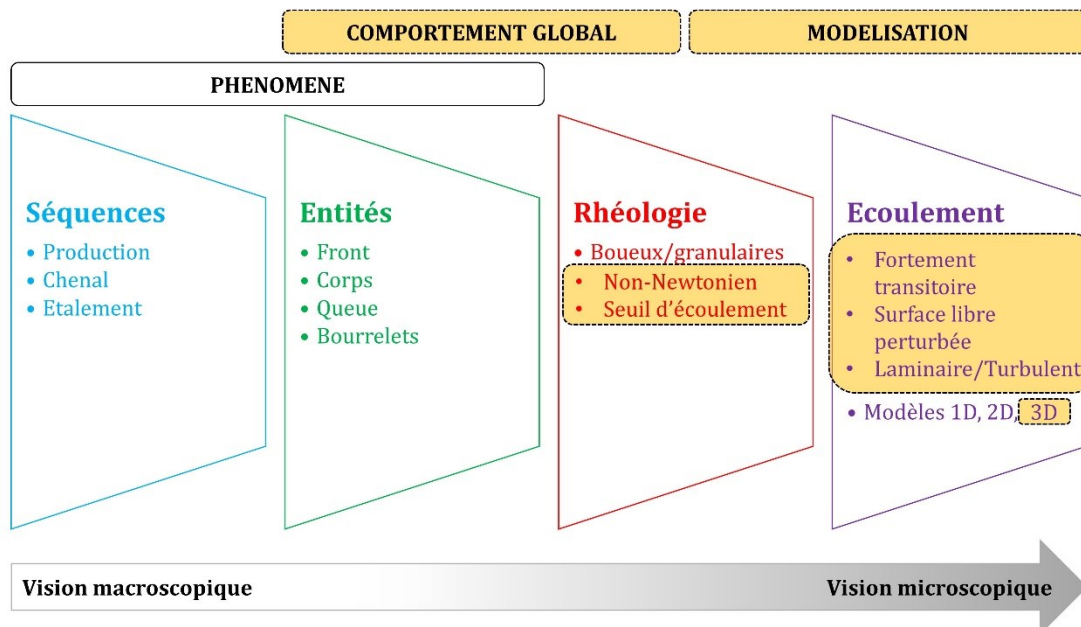


Figure 45 : Synoptique support de lecture.

La modélisation des écoulements va s'effectuer à l'aide des solveurs `interFoam` et `simpleFoam` (Greenshields, 2015). Dans le cas d'écoulements à surface libre, le calcul considère deux fluides incompressibles et immiscibles selon l'approche *Volume of Fluid* (Hirt & Nichols, 1981). Cette méthode a été introduite dans `OpenFOAM` (Ubbink, 1997) puis de nombreuses évolutions ont été apportées par la suite (Weller *et al.*, 1998; Ubbink & Issa, 1999; Rusche, 2002; Deshpande *et al.*, 2012). Si l'écoulement s'effectue en charge, le calcul s'appuie sur l'algorithme `SIMPLE` (Ferziger & Peric, 2002; Jasak, 1996; Tannehill *et al.*, 1997) permettant la résolution des équations de Navier-Stokes dans le cas d'un écoulement monophasique (Mangani & Bianchini, 2007; Patankar, 1980).

3.2. Outil retenu : logiciel OpenFOAM

L'outil retenu pour la modélisation numérique 3D est le logiciel `OpenFOAM` (Open Field Operation And Manipulation). Il permet les calculs de l'hydrodynamique des écoulements. Il se présente sous la forme d'un logiciel de mécanique des fluides numérique comprenant une série d'outils de traitement numérique, codés en langage de programmation C++. De plus, la résolution de nombreux systèmes de mécanique des fluides est possible à travers l'usage d'utilitaires et de solveurs proposés en complément du logiciel.


`OpenFOAM` présente comme avantage d'être un logiciel libre en open-source, ce qui conforte notre choix de l'utiliser. Il est distribué sous licence GNU GPL permettant à une grande communauté d'utilisateurs de se rassembler et d'échanger sur son développement. De par son utilisation étendue, l'efficacité des solveurs de calculs est améliorée par de nombreuses mises à jour permanentes.

D'autre part, les utilisateurs de la communauté fiabilisent les solveurs de calcul via une validation intensive. `OpenFOAM` possède un autre atout fort : il fournit à l'utilisateur un accès libre à l'ensemble des sources du logiciel. Cela implique la possibilité d'accéder aux codes, de procéder à la vérification voire à l'implémentation de nouvelles équations ou créer de nouveaux solveurs tout en respectant le formalisme d'`OpenFOAM`. En effet, `OpenFOAM` fonctionne sur le langage orienté objet C++ et il est structuré en classes.

La nomenclature du code de calcul est assez similaire à une écriture mécanique du fait de l'utilisation de nombreux opérateurs tels que la dérivée temporelle, le gradient, la divergence, le laplacien, etc. Le langage orienté objet procure aussi une puissance de calcul permettant ainsi l'utilisation de solveurs en parallèle. Ainsi, les calculs peuvent être effectués en utilisant plusieurs cœurs et processeurs informatiques, via l'utilisation du M.P.I. (Message Passing Interface). Par conséquent, les temps de calcul sont significativement diminués.

L'Annexe 3 illustre l'arborescence d'un répertoire de simulation sous `OpenFOAM` en détaillant les différents dossiers et fichiers nécessaires pour effectuer les calculs.

3.3. Les équations du mouvement

 Notre choix s'oriente vers la modélisation 3D des écoulements en mécanique des fluides. Cela requiert l'usage des équations de Navier-Stokes avec comme contrainte une dimension 3D du problème.

3.3.1. Les équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes permettent de décrire le mouvement d'un fluide. Elles naissent d'un bilan de forces et de masse sur un volume élémentaire de fluide. Elles sont utilisées couramment en mécanique des fluides (aéronautique, météorologie, etc.) et de nombreux ouvrages portent sur leur écriture complète (Versteeg & Malalasekera, 2007). L'écriture sous la forme tensorielle est plus couramment rencontrée pour exprimer la conservation de la masse (Équation (9)) et de la quantité de mouvement (Équation (10)), issue de la seconde loi de Newton :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad \text{Équation (9)}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}\vec{v}) = -\nabla p + \rho g + \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{v}) \quad \text{Équation (10)}$$

avec ρ (kg/m³) la masse volumique, U (m/s) la vitesse, t (s) le temps, p (Pa) la pression, g (m/s²) l'accélération de pesanteur et ν la viscosité cinématique (m²/s). Chaque terme peut être identifié précisément : $\rho \frac{\partial U}{\partial t}$ représente les forces d'inertie pure, $\nabla \cdot (\vec{v}\vec{v})$ représente les forces d'inertie convective, ∇p correspond aux forces de pression, ρg correspond aux forces de pesanteur et $\nabla \cdot (\nu \nabla \vec{v})$ correspond aux forces de viscosité.



Le choix d'une approche 3D pour traiter les écoulements sera évalué en comparaison des approches 1D et 2D, notamment dans l'apport d'informations sur le champ de vitesse.

3.3.2. Description statistique de la turbulence, moyenne de Reynolds et modèles de fermeture de type RANS pour les équations de Navier-Stokes moyennées



Notre choix s'oriente vers une modélisation des écoulements avec un régime laminaire.

En général, les écoulements rencontrés en mécanique des fluides sont la plupart du temps turbulents. Ils sont chaotiques notamment à cause de la présence de tourbillons, qui peuvent avoir de très petites tailles. Cela signifie que la vitesse et la pression du fluide à une certaine échelle (échelle de la turbulence) fluctuent. Pour contourner le problème associé à cette situation chaotique de l'écoulement, l'incidence de la turbulence est étudiée sur le champ moyen en faisant intervenir la description statistique de Reynolds (moyenne de Reynolds). Elle décompose la vitesse et la pression en une composante moyenne dans le temps et une composante due à la turbulence. A titre d'exemple, le champ de vitesse devient :


$$u = U + u' \quad \text{Équation (11)}$$

avec u (m/s), la vitesse instantanée, U (m/s), la moyenne temporelle, et u' (m/s), les fluctuations instantanées de la vitesse par rapport à la valeur moyenne U . La moyenne de cette décomposition supprime les variables fluctuantes. Sans entrer dans le détail des calculs, en faisant, la décomposition des variables est injectée dans les équations de Navier-Stokes. Certains termes de fluctuations (moyenne nulle par définition) sont annulés par intégration temporelle. Cela aboutit aux équations de Reynolds (moyenne des équations de Navier-Stokes) :

$$\nabla \cdot U = 0 \quad \text{Équation (12)}$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (UU) = -\nabla P + \rho g + \rho \nabla \cdot (\eta \nabla U) - \nabla \cdot \overline{u'u'} \quad \text{Équation (13)}$$


avec ρ (kg/m³) la masse volumique, U (m/s) la moyenne temporelle de la vitesse, t (s) le temps, P (Pa) la moyenne temporelle de la pression, g (m/s²) l'accélération de pesanteur, η la viscosité dynamique (Pa.s), et u' (m/s), la composante fluctuante de la vitesse. Un terme supplémentaire apparaît sous la forme $-\overline{u'u'}$. On peut l'exprimer comme la divergence d'un tenseur et on introduit le terme de tenseur des contraintes de Reynolds. Il représente les termes de corrélation double de la vitesse fluctuante. Le système comprend désormais un total de 10 inconnues, sans que le nombre d'équations augmente. Il est donc nécessaire d'ajouter d'autres équations pour fermer le système. Il existe de nombreux modèles appelés RANS (*Reynolds Average Navier Stokes*) dont l'objet est la fermeture (Gong & Tanner, 2009; Wang, 2015). Généralement, on considère deux classes de modèles de fermeture : les modèles du premier ordre basés sur l'hypothèse de Boussinesq, et les modèles du second ordre pour lesquels les contraintes de Reynolds sont calculées directement (modèle RSM par exemple). La résolution de ces équations montre que l'ajout d'un modèle de turbulence (Versteeg & Malalasekera, 2007) permet d'atténuer le caractère instable natif des équations de Navier-Stokes. Du fait de la non prise en compte de la turbulence, on peut s'attendre à certaines instabilités numériques des calculs (divergence, etc.).

 *On sera attentif au choix du schéma numérique permettant de bien contrôler d'éventuelles instabilités de calcul liées à la non prise en compte de la turbulence.*

3.4. Modéliser une géométrie complexe

3.4.1. Construction de la géométrie

Le domaine de calcul doit être défini afin de résoudre les équations de Navier-Stokes. Il est adapté selon la configuration de l'écoulement (monophasique ou diphasique). En complément d'OpenFOAM, un logiciel de CAO (Conception Assisté par Ordinateur) est mis en œuvre pour la construction des géométries numériques simples. Un autre logiciel pourra être employé en complément pour la création des géométries complexes, utilisant par exemple des bases de données tridimensionnelles volumineuses (scan 3D, etc.).

 *La construction de la géométrie conditionne la réalisation des calculs. La finalité étant de reproduire des géométries complexes de bassin versant grandeur nature, l'outil de construction de cette géométrie devra être capable de prendre en compte cette difficulté. Cette dernière sera étudiée au CHAPITRE 5.*


3.4.2. Génération du maillage

La génération du maillage est une phase primordiale de l'approche numérique 3D car elle détermine la précision du modèle numérique et le temps de calcul. On constate que les calculs deviennent lents lorsque la discrétisation du domaine de calcul est fine (cellules de calcul de petite taille) malgré une précision accrue des résultats. Néanmoins, on considère qu'il existe un seuil à

partir duquel le modèle n'est plus fonction du maillage. Dans ce cas, le calcul est considéré comme indépendant au maillage. Lors de la discrétisation du domaine de calcul, le but est d'atteindre cette limite. OpenFOAM propose différentes formes géométriques de mailles pour la discrétisation du domaine (tétraédriques, hexaédriques, polyédriques, etc.). Ici, le maillage est créé à partir de différents outils proposés dans OpenFOAM.

Premièrement, les bords de la géométrie sont extraits en paramétrant le fichier *surfaceFeatureExtractDict*. Le maillage tridimensionnel de base est généré en renseignant dans le fichier *blockMeshDict* un nombre de mailles souhaité selon les trois directions de l'espace. Puis, le maillage est raffiné avec l'utilitaire *snappyHexMesh* (Gisen, 2014). Il permet d'optimiser le maillage de base à partir des surfaces créées au préalable.

Le maillage résultant correspond alors à la surface de la géométrie, déterminée par un processus de raffinement itératif. La qualité du maillage est évaluée avec l'utilitaire *checkMesh* faisant appel au fichier *meshQualityDict*.

 Il y a deux éléments clés à prendre en compte pour la génération du maillage : le nombre de mailles et la qualité de la grille. Concernant la quantité de cellules, c'est l'analyse de sensibilité du maillage qui permet de répondre à cet aspect. Pour la qualité du maillage, elle est évaluée suivant les méthodes classiques d'analyse.

3.4.3. Analyse de sensibilité au maillage


La qualité d'un maillage numérique est évaluée selon la régularité des éléments de volume fini construits. Cela est mis en œuvre afin de minimiser la distorsion (*skewness*) et l'asymétrie des cellules du domaine de calcul. Les approches numériques telles que la méthode *Volume of Fluid* (VOF), détaillée plus loin, conduisent à des incertitudes (Freitas, 2002) causées par le modèle numérique utilisé. Ces erreurs proviennent de la discrétisation du domaine de calcul en petits éléments de taille finie.

Pour quantifier les incertitudes numériques, des analyses de sensibilité au maillage sont proposées. Elles mènent à la détermination du Grid Convergence Index (GCI). Cette méthode a été proposée par Roache (Roache, 1994). L'incertitude numérique a tendance à diminuer lorsque le nombre de cellules de calcul augmente et que leur taille diminue. Or, au-delà d'un certain nombre de mailles, le GCI présente un comportement asymptotique.

L'incertitude du maillage traduit l'écart entre les résultats obtenus et cette valeur de convergence. Le GCI est définie par l'Équation (14) :

$$GCI = 3 \times \frac{valeur_{\text{maillage fin}} - valeur_{\text{maillage grossier}}}{valeur_{\text{maillage fin}}} \times \frac{1}{r^p - 1} \quad \text{Équation (14)}$$

avec r , un coefficient représentant le taux de réduction entre deux niveaux de maillage, et p , l'ordre des schémas numériques utilisés (dans notre cas sa valeur sera égale à 2).

 La méthode d'analyse de sensibilité au maillage sera mise en œuvre notamment au cours des expériences numériques détaillées au CHAPITRE 4.

3.5. Modéliser la surface libre

3.5.1. La méthode Volume of Fluid

La modélisation des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens utilise les équations de Navier-Stokes. Toutefois un traitement supplémentaire est nécessaire pour modéliser la surface libre de l'écoulement. Il existe principalement deux types de méthodologies pour prédire l'évolution de la surface libre : celles utilisant un maillage dynamique, et celles utilisant un maillage fixe. La Figure 46 expose les deux méthodes. La position de l'interface séparant les deux phases est décrite par le mouvement du maillage dans le cas d'un maillage dynamique (Egelja *et al.*, 1998; Tryggvason *et al.*, 2001). A l'opposé, elle est déterminée à travers l'équation de transport d'un scalaire artificiel (aussi appelé marqueur) dans le cas d'un maillage fixe.

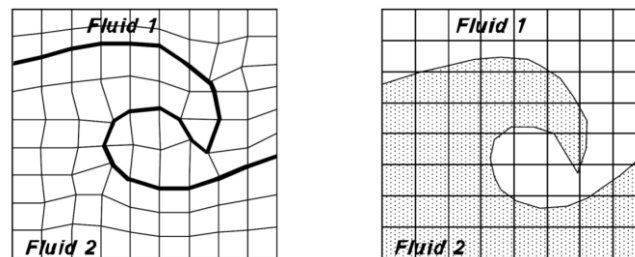


Figure 46 : Modélisation de l'interface entre deux fluides par une méthode utilisant un maillage dynamique (à gauche) et un maillage fixe (à droite) (Ubbink, 1997).

Parmi les méthodes de maillage fixe les plus fréquemment utilisées, la méthode *Volume Of Fluid* (Hirt & Nichols, 1981), aussi notée VOF, est celle qui est choisie ici pour traiter la simulation d'un écoulement incompressible bi-phasique et représenter sa surface libre. Adaptée aux simulations des écoulements entre plusieurs phases non miscibles, il s'agit d'une méthode eulérienne à un fluide. Elle est particulièrement adaptée dans le cas des écoulements possédant des interfaces fortement déformées, puisqu'elle permet de suivre la position de l'interface dans un maillage fixe. La méthode VOF a été implémentée dans OpenFOAM (Ubbink, 1997) et utilise le concept de la fraction volumique, notée α , en tant que marqueur afin d'identifier la portion de la cellule de calcul occupée par le fluide. Une fonction discrète représente ainsi la fraction volumique dans chaque volume de contrôle du domaine de calcul. La définition de la fraction volumique est la suivante, sachant qu'elle peut varier de 0 à 1. Si α vaut 0 ou 1, le volume ne contient qu'un seul des deux fluides. Si $\alpha = 0$, la cellule élémentaire de calcul est occupée par de l'air. A l'opposé, si $\alpha = 1$, la cellule est occupée par du fluide. Si la valeur de α est comprise entre ces deux bornes, le volume contient un mélange diphasique et donc l'interface y est présente (cf. Figure 47).

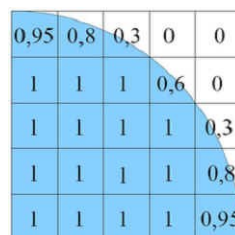


Figure 47 : Exemple d'interface dans des volumes de contrôle avec la méthode VOF.

Une fonction d'advection permet le transport de la variable α . Elle est donnée par l'Équation (15) qui exprime le transport de la fraction volumique :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U) = 0 \quad \text{Équation (15)}$$

avec α la fraction volumique, t (s) le temps, U (m/s) la vitesse. A partir des propriétés physiques de deux fluides simulés, les propriétés locales comme la masse volumique (cf. Équation (16)) et la viscosité dynamique (cf. Équation (17)) sont calculées par des moyennes pondérées d'après la fraction de fluide dans chaque cellule de calcul élémentaire de la manière suivante :

$$\rho = \alpha \rho_{FHB} + (1 - \alpha) \rho_{air} \quad \text{Équation (16)}$$

$$\eta = \alpha \eta_{FHB} + (1 - \alpha) \eta_{air} \quad \text{Équation (17)}$$

avec ρ (kg/m³) la masse volumique du mélange fluide-air, α la fraction volumique, ρ_{FHB} (kg/m³) la masse volumique du fluide non-newtonien de type Herschel-Bulkley, ρ_{air} (kg/m³) la masse volumique de l'air, η (Pa.s) la viscosité dynamique du mélange fluide-air, η_{FHB} (Pa.s) la viscosité dynamique du fluide non-newtonien de type Herschel-Bulkley et η_{air} (Pa.s) la viscosité dynamique de l'air.

3.5.2. Compression artificielle de l'interface

Le problème récurrent dans les simulations numériques d'écoulement à surface libre utilisant la méthode VOF est d'obtenir le profil de la surface libre avec une forte résolution, tout en préservant la bornitude et la conservation de la fraction volumique. La définition de l'interface entre les deux phases est typiquement étalée sur quelques cellules de calcul et donc fortement sensible à la résolution du maillage. La conservation de la fraction volumique est essentielle, notamment si le fluide possède une masse volumique importante. Dans ce cas, une faible erreur sur la fraction volumique peut entraîner une erreur significative sur les propriétés du fluide « mélange » et donc sur la position de l'interface. Des calculs précis sont nécessaires sur la distribution de la fraction volumique afin d'évaluer correctement la courbure de l'interface. Cette dernière est essentielle pour la détermination de la force de tension superficielle au niveau de la surface libre. D'après Rusche (Rusche, 2002), l'équation d'advection ne peut satisfaire cette condition. Etant donné que l'interface est artificiellement étalée en raison de la diffusion numérique, la discrétisation propre du terme convectif possède ici une importance capitale. Dès lors, des alternatives ont été proposées pour contourner ce problèmes (Ubbink, 1997; Ubbink & Issa, 1999). Ici l'approche proposée par Rusche (Rusche, 2002) a été retenue. Dans cette approche, l'étalement des forts gradients est supprimé par l'introduction d'un terme convectif supplémentaire dans l'équation de transport de la fraction volumique : la compression artificielle. Cette méthode est la plus couramment utilisée. Dans le cas de calculs à surface libre, le solveur interFoam (Deshpande *et al.*, 2012) utilise l'équation de transport de la fraction volumique donnée par l'Équation (18) (Berberović *et al.*, 2009; Kissling *et al.*, 2010).

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U) + \nabla \cdot [U_c \alpha (1 - \alpha)] = 0 \quad \text{Équation (18)}$$

avec α la fraction volumique, t (s) le temps, U (m/s) la vitesse, U_c (m/s) la vitesse relative à l'interface. Dans l'expression ci-dessus, le vecteur U_c représente la vitesse relative perpendiculaire à l'interface entre les deux fluides. On parle aussi de vitesse de compression artificielle (Berberović *et al.*, 2009; Chen *et al.*, 2014) sur la surface. Cette vitesse relative assure le rétrécissement de l'interface tandis que le terme $\nabla \cdot [U_c \alpha(1 - \alpha)]$ garantit à la fois la conservation et la bornitude de la fraction volumique (Weller, 2006). En effet, l'influence de la vitesse de compression est limitée à la région proche de l'interface par le terme $\alpha(1 - \alpha)$. Ce dernier est nul dans le reste du domaine de calcul. D'après le terme $\alpha(1 - \alpha)$, la zone sous l'influence de la vitesse de compression possède des valeurs de fraction volumique autres que 0 et 1. La nouvelle équation de transport de α peut être dérivée selon une approche eulérienne des deux fluides, où les équations de fraction volumique sont résolues de manière séparée pour chaque phase individuelle.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U_{liquid}) = 0 \quad \text{Équation (19)}$$

$$\frac{\partial (1 - \alpha)}{\partial t} + \nabla \cdot ((1 - \alpha) U_{gas}) = 0 \quad \text{Équation (20)}$$

La vitesse moyenne du fluide effectif est donnée par la pondération suivante exprimée par l'Équation (21) (Weller, 2006).

$$U = \alpha U_{liquid} + (1 - \alpha) U_{gas} \quad \text{Équation (21)}$$

Dès lors, l'Équation (19) peut être réécrite afin d'obtenir la même forme que l'Équation (18), utilisée en tant qu'équation d'évolution de la fraction en phase liquide (Rusche, 2002).

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U) + \nabla \cdot [U_r \alpha(1 - \alpha)] = 0 \quad \text{Équation (22)}$$

Dans l'Équation (22), $U_r = U_{liquid} - U_{gas}$ est le vecteur de vitesse relative entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ce vecteur est modélisé par la vitesse de compression U_c dans l'Équation (18). Le terme « compression » renvoie au rôle de cette vitesse à réduire la zone de l'interface vers une plus petite (Klostermann *et al.*, 2012). Le terme de compression ne doit pas biaiser la solution en aucune façon et ne devrait introduire le flux de α dans la direction normale à l'interface. Le terme artificiel de compression est utile pour maintenir une surface libre bien définie dans des écoulements très diffus. La vitesse de compression U_c est définie comme suit :

$$U_c = C_\alpha |U| \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad \text{Équation (23)}$$

avec C_α , un coefficient modifiable par l'utilisateur, et $\nabla \alpha / |\nabla \alpha|$, le vecteur unitaire normal à l'interface entre les phases. Dans OpenFOAM, la vitesse de compression artificielle est donc contrôlée par le paramètre C_α . Ce paramètre intervient dans le dictionnaire *fvSolution* du répertoire *system* des simulations. Le paramètre est renseigné au niveau de la configuration choisie pour la résolution de l'équation sur la fraction volumique notée *alpha.water* dans OpenFOAM (cf. Figure 48).

Le rôle et l'impact du paramètre C_α ont été décrits par de nombreux travaux (Afshar, 2010; Piro & Maki, 2013; Wardle & Weller, 2013). Aucune vitesse de compression artificielle n'est employée si la valeur du paramètre C_α est égale à zéro. Pour des valeurs de C_α supérieures à zéro, des vitesses de compression correspondantes sont générées au niveau de l'interface (cf. Figure 49). Dans les cas où C_α vaut 0, le profil de l'interface est estompé et diffusé. Bien que la dispersion de l'interface et la diffusion numérique puissent être diminuées en augmentant le niveau de maillage (raffinement), les ondulations de surface perdent leur forme et disparaissent. Cela conduit à des profils de surface libre sans ondulations de surface. En augmentant la valeur de C_α à 1, la diffusion de l'interface est réduite sensiblement. En somme, l'augmentation ou la diminution de C_α accentuent les erreurs de calcul de la courbure de l'interface ou sur sa diffusion (Deshpande *et al.*, 2012). Des précautions particulières doivent être ainsi prises lorsque C_α prend des valeurs différentes de 0.

```

===== C++ =====
| Field | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox
| Operation | Version: 4.1
| Manipulation | Web: www.OpenFOAM.org
=====

FoamFile
{
  version      2.0;
  format       ascii;
  class        dictionary;
  location     "system";
  object       fvSolution;
}
// .....

solvers
{
  "alpha.water.*"
  {
    nAlphaCorr      1;
    nAlphaSubCycles 5;
    cAlpha          1; // Coefficient de gestion de la vitesse de compression

    MULESCorr       yes;
    nLimiterIter    3;

    solver          smoothSolver;
    smoother        symGaussSeidel;
    tolerance       1e-8;
    relTol          0;
  }

  pcorr
  {
    solver          PCG;
    preconditioner
    {
      preconditioner  GAMG;
      tolerance       1e-5;
      relTol          0;
      smoother        GaussSeidel;
    }
    tolerance       1e-5;
    relTol          0;
    maxIter         50;
  }

  p_rgh
  {
    solver          GAMG;
    tolerance       5e-9;
  }
}

```

Figure 48 : Coefficient C_α (cAlpha) intervenant dans le dictionnaire *fvSolution* d'OpenFOAM.

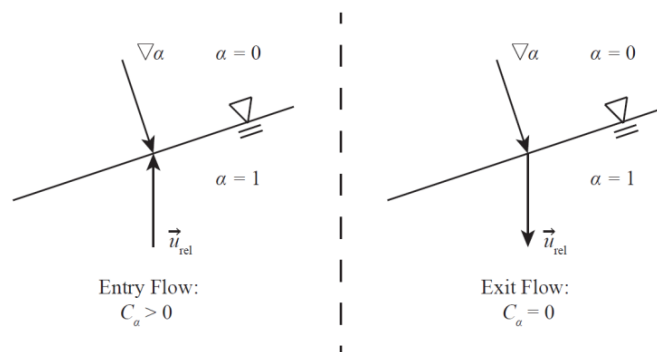



Figure 49 : Illustration du calcul du coefficient de compression C_α intervenant dans le dictionnaire *fvSolution* d'OpenFOAM (Piro & Maki, 2013).

Les performances du solveur interFoam ont été évaluées par une série de tests (Deshpande *et al.*, 2012). Les résultats mettent en avant le fait que le solveur interFoam assure une très bonne conservation de la masse, engendre des erreurs de transport convenables, et présente des performances intéressantes notamment dans le cas d'écoulements dominés par les forces inertielles (Deshpande *et al.*, 2012; Recoquillon, 2013).

 La méthode *Volume of Fluid* est choisie pour représenter la surface libre car elle est particulièrement efficace pour localiser l'interface entre le fluide et l'air. On s'attend néanmoins à devoir gérer d'éventuelles instabilités au niveau de la surface libre du fait de la compression artificielle présente dans le code numérique.

3.6. Modéliser le comportement rhéologique d'un fluide à seuil

Dans OpenFOAM, les solveurs de calcul sont liés à une librairie de modèles de viscosité (*viscosityModels*) permettant de reproduire le comportement de fluide non-newtonien. Les modèles relient la viscosité au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. L'utilisateur spécifie le modèle qu'il souhaite utiliser dans le dictionnaire *transportProperties* situé dans le répertoire *constant* des simulations. Les différents modèles non-newtoniens disponibles dans OpenFOAM sont introduits ici dans un premier temps avant de s'intéresser plus en détail au modèle d'Herschel-Bulkley et à sa régularisation.

3.6.1. Les différents modèles rhéologiques proposés dans OpenFOAM

L'utilisateur a le choix entre cinq modèles de viscosité (cf. Tableau 5), en plus du modèle d'Herschel-Bulkley présenté au paragraphe suivant. Les modèles de viscosité sont stockés dans le répertoire source d'OpenFOAM selon le chemin d'accès suivant :

src/transportModels/incompressible/viscosityModels

Tableau 5 : Modèles de viscosité disponibles dans le code de base d'OpenFOAM.

Nom du modèle	Formulation mathématique
powerLaw	$\eta = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad \eta_{min} \leq \eta \leq \eta_{max}$
BirdCarreau	$\eta = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty})[1 + (k\dot{\gamma})^a]^{(n-1)/a}$
CrossPowerLaw	$\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + (m\dot{\gamma})^n}$
Casson	$\eta = \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\dot{\gamma}}} + \sqrt{m}\right)^2 \quad \eta_{min} \leq \eta \leq \eta_{max}$
strainRateFunction	Définie par l'utilisateur

3.6.2. La régularisation bi-visqueuse appliquée au fluide de type Herschel-Bulkley

Le champ d'application de ces travaux concerne les fluides à seuil dont la rhéologie est décrite notamment par le modèle d'Herschel-Bulkley. Le taux de cisaillement subi par le matériau est relié à la contrainte par une relation non linéaire (Herschel & Bulkley, 1926) :

$$\mathbf{T} = 2 \left[\frac{\tau_c}{\sqrt{|II_D|}} + K(\sqrt{|II_D|})^{n-1} \right] \mathbf{D} \quad \text{Équation (24)}$$

avec \mathbf{T} , le déviateur des contraintes, \mathbf{D} , le tenseur des taux de déformations, τ_c (Pa) la contrainte de cisaillement seuil, K (Pa.sⁿ) la consistance, n l'indice d'écoulement et II_D , le second invariant du tenseur des taux de déformations. Ce modèle combine le comportement d'un fluide de Bingham et les fluides en loi puissance dans une seule et unique relation. Dans le code d'OpenFOAM, il n'est pas possible d'utiliser un modèle comprenant une telle discontinuité (seuil d'écoulement) dans la description de son comportement. En effet, le code de calcul peut résoudre les équations de mécanique des fluides mais pas celles correspondant à la mécanique des solides purs (Greenshields, 2015). Le code ne peut donc pas pleinement considérer le régime solide rigide quand la contrainte de cisaillement est inférieure à la contrainte seuil τ_c . Pour contourner cette difficulté numérique, OpenFOAM propose de décrire la rhéologie du fluide à seuil à l'aide d'un modèle régularisé : le modèle bi-visqueux (Tanner & Milthorpe, 1983). Cette régularisation est implémentée dans le code de la manière suivante :

$$\eta = \min \left(\eta_0, \frac{\tau_c}{\dot{\gamma}} + K \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \right) \quad \text{Équation (25)}$$

avec η (Pa.s) la viscosité dynamique, η_0 (Pa.s) la viscosité de régularisation (viscosité à cisaillement nul), $\dot{\gamma}$ (s⁻¹) le taux de cisaillement, τ_c (Pa) la contrainte de cisaillement seuil, K (Pa.sⁿ, m²/s) la consistance, et n l'indice d'écoulement (ou indice de puissance). La Figure 50 présente le paramétrage du modèle dans le dictionnaire *transportProperties* d'OpenFOAM.

```

transportModel HerschelBulkley;
HerschelBulkleyCoeffs
{
    nu0      [ 0 2 -1 0 0 0 0 ] 1e-03;
    tau0     [ 0 2 -2 0 0 0 0 ] 1;
    k        [ 0 2 -1 0 0 0 0 ] 1e-05;
    n        [ 0 0 0 0 0 0 0 ] 1;
}
    
```

Figure 50 : Exemple de paramétrage du modèle rhéologique *HerschelBulkley* dans le dictionnaire *transportProperties* d'OpenFOAM (Greenshields, 2017).

La régularisation du modèle bi-visqueux fonctionne de la manière suivante (cf. Figure 51). Le code considère une valeur de viscosité très haute (η_0), mais finie, quand le fluide agit comme un solide rigide, c'est-à-dire quand la contrainte de cisaillement est inférieure à la contrainte seuil τ_c . Au-delà ($\tau > \tau_c$), la viscosité dans la maille de calcul est déterminée par une loi de puissance tel que décrit dans l'Équation (25). Plus précisément, à chaque pas de temps et à chaque point de l'espace, le code détermine la valeur de la viscosité à partir de la loi d'Herschel-Bulkley, exprimée sous une unité de viscosité (membre de droite de la fonction *min* de l'Équation (25)). La viscosité qui sera retenue dans la cellule élémentaire de calcul correspond à la valeur minimum entre cette viscosité et la valeur de la viscosité de régularisation η_0 . Si la valeur retenue par le code correspond au terme calculé par la loi d'Herschel-Bulkley, cela signifie que le fluide est dans un état liquide. À l'inverse, le modèle retient la valeur de la viscosité de régularisation η_0 dans la cellule de calcul. Cela signifie alors que le fluide est dans un état rigide à cet endroit de l'espace.

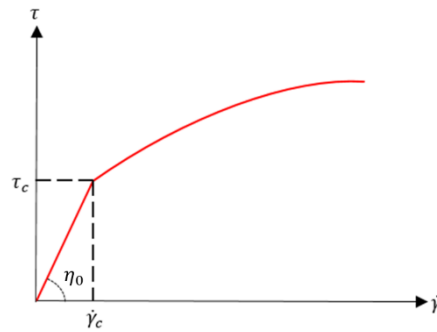



Figure 51 : Représentation de la régularisation du modèle bi-visqueux employée dans le code de calcul d'OpenFOAM.

La littérature ne fournit pas de valeur typique à renseigner pour la viscosité de régularisation η_0 . A titre d'exemple, pour un fluide de Bingham (fluide non-newtonien à seuil présentant un comportement newtonien linéaire au-delà du seuil), η_0 devrait être au moins 1 000 fois plus grand que la viscosité dans la partie cisailée liquide (O'Donovan & Tanner, 1984). La définition de la viscosité de régularisation est assez arbitraire et n'est absolument pas basée sur des mesures réelles du seuil de contrainte (Rudert & Schwarze, 2009).

 Cette valeur de viscosité de régularisation sera investiguée afin de juger la sensibilité des résultats numériques aux variations de ce paramètre.

Le calcul de la viscosité pour le modèle d'Herschel-Bulkley régularisé est contenu dans le code dans le dictionnaire *HerschelBulkley.C*, situé dans l'arborescence à l'emplacement suivant :

src/transportModels/incompressible/viscosityModels/HerschelBulkley

La Figure 52 illustre la partie du code du dictionnaire *HerschelBulkley.C* où le calcul de la viscosité est effectué selon la contrainte seuil ($\tau_{0_}$), la consistance ($k_$), l'indice d'écoulement ($n_$) et la viscosité de régularisation ($\nu_{0_}$). Dans le code de calcul, la viscosité est calculée en sélectionnant la valeur minimum entre la viscosité de régularisation ($\nu_{0_}$) et la viscosité apparente calculée par ailleurs à partir de l'expression d'Herschel-Bulkley.

```

Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::viscosityModels::HerschelBulkley::calcNu() const
{
    dimensionedScalar tone("tone", dimTime, 1.0);
    dimensionedScalar rtone("rtone", dimless/dimTime, 1.0);

    tmp<volScalarField> sr(strainRate());

    return
    (
        min
        (
            nu0_,
            (tau0_ + k_*rtone*pow(tone*sr(), n_))
            / (max(sr(), dimensionedScalar ("VSMALL", dimless/dimTime, VSMALL)))
        )
    );
}
    
```

Figure 52 : Extrait du dictionnaire *HerschelBulkley.C* d'OpenFOAM permettant le calcul de la viscosité selon la régularisation bi-visqueuse.

Le calcul de la viscosité fait appel à la quantité $strainRate()$ représentant le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Son expression est donnée par l'Équation (26) :

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2d_{ij}d_{ij}} \quad \text{Équation (26)}$$

Le taux de cisaillement est déterminé dans le code de calcul à partir de l'expression (cf. Figure 53) incluse dans le dictionnaire $viscosityModel.C$ situé dans l'arborescence à l'emplacement suivant :

src/transportModels/incompressible/viscosityModels/viscosityModel

```
Foam::tmp<Foam::volScalarField> Foam::viscosityModel::strainRate() const
{
    return sqrt(2.0)*mag(symm(fvc::grad(U_)));
}
```

Figure 53 : Extrait du dictionnaire $viscosityModel.C$ d'OpenFOAM permettant le calcul du taux de cisaillement.

☞ *La régularisation bi-visqueuse sera investiguée afin de déterminer le paramétrage à adopter afin de reproduire la rhéologie d'un fluide non-newtonien à seuil tout en rendant les résultats numériques indépendants du paramétrage numérique. L'analyse permettra notamment d'évaluer la capacité de cette régularisation à identifier la position des zones rigides et liquides au sein de l'écoulement.*

3.6.3. Implémentation d'une nouvelle régularisation : modèle de Papanastasiou

L'état de l'art (cf. chapitre 2.3.1) a montré l'existence d'autres régularisations numériques pour traiter les écoulements de fluides à seuil. Parmi celles les plus couramment utilisées par la communauté scientifique, la régularisation de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987) apparaît comme alternative intéressante au modèle bi-visqueux proposé par Tanner (Tanner & Milthorpe, 1983). En effet, en introduisant un terme supplémentaire exponentiel, la régularisation de Papanastasiou (courbe en pointillés rouges sur la Figure 54) conduit à une augmentation plus lissée de la viscosité pour des valeurs de contraintes sous le seuil d'écoulement (cf. chapitre 2.2.3). On évite ainsi le saut de différentiabilité de viscosité observé avec le modèle bi-visqueux (courbe en pointillés verts sur la Figure 54) au niveau du point de transition entre la zone linéaire supposée rigide (contrôlée par la viscosité de régularisation) et la zone liquide.

Malgré le recours à un processus itératif du fait de la non-linéarité de la viscosité, la régularisation de Papanastasiou permet d'obtenir facilement un état convergé. L'étude numérique comparative menée par Frigaard et Nouar (Frigaard & Nouar, 2005) montre que le modèle continu régularisé de Papanastasiou fournit la meilleure approximation du modèle discontinu idéal (Herschel-Bulkley). De base, OpenFOAM ne propose pas à l'utilisateur la régularisation de Papanastasiou. Par conséquent, on propose ici d'implémenter cette régularisation dans le code de calcul numérique. L'objectif sera de comparer les résultats numériques obtenus avec la formulation de Papanastasiou à ceux issus de la régularisation bi-visqueuse.

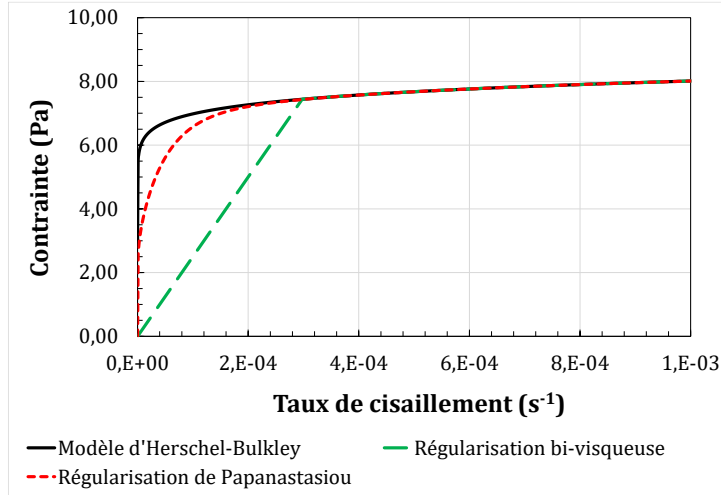



Figure 54 : Comparaison des régularisations bi-visqueuse et de Papanastasiou pour un fluide non-newtonien à seuil décrit par un modèle de type Herschel-Bulkley.

La relation est ainsi non linéaire dans la zone supposée rigide du matériau, au contraire de la régularisation bi-visqueuse qui suggère une viscosité constante. L'expression analytique de la régularisation de Papanastasiou pour une contrainte de cisaillement supérieure au seuil de contrainte est donnée par l'Équation (27) :

$$\mathbf{T} = (K \cdot (\sqrt{|II_D|})^{n-1} + \frac{\tau_c [1 - \exp(-m\sqrt{|II_D|})]}{\sqrt{|II_D|}}) \mathbf{D} \quad \text{Équation (27)}$$

avec m , un paramètre constant. Afin de juger la sensibilité des résultats à la régularisation du modèle d'Herschel-Bulkley pour traiter la modélisation des fluides à seuil, l'approche de Papanastasiou a été implémentée dans le code de calcul pour la version 5.0 d'OpenFOAM.

 La procédure complète d'implémentation de la régularisation de Papanastasiou est proposée au lecteur en Annexe 4.

Désormais, l'utilisateur peut faire appel à la régularisation de Papanastasiou dans les calculs. Pour ce faire, le dictionnaire *transportProperties* situé dans le répertoire *constant* doit être renseigné en conséquence. A titre d'exemple, la Figure 55 expose la nomenclature à adopter. La possibilité d'utiliser désormais la régularisation bi-visqueuse ou celle de Papanastasiou permet à l'utilisateur de traiter les écoulements de fluide à seuil.

```

// ***** //
transportModel Papanastasiou;
rho rho [ 1 -3 0 0 0 0 ] 1000.0;

PapanastasiouCoeffs
{
    tau0 tau0 [ 0 2 -2 0 0 0 ] 0.00136; // tau0 / rho;
    k k [ 0 2 -1 0 0 0 ] 0.00184; // k / rho;
    n n [ 0 0 0 0 0 0 ] 0.43;
    m m [ 0 0 1 0 0 0 ] 100;
}
// ***** //
    
```

Figure 55 : Exemple de paramétrage de la régularisation de Papanastasiou, adaptée au modèle rhéologique d'Herschel-Bulkley : dictionnaire *transportProperties* d'OpenFOAM.



Quel que soit l'approche retenue, l'identification des zones rigides et liquides au sein de l'écoulement demeure un aspect à analyser. La volonté de représenter l'interface entre les deux zones comportementales du fluide ouvre un questionnement sur la manière de positionner cette interface. L'interrogation s'oriente notamment sur le critère à retenir pour y parvenir. Pour ce faire, le traitement des cas expérimentaux abordé au CHAPITRE 4 apportera des éléments de réponse sur ce point.

3.7. Conditions initiales et aux limites des calculs

3.7.1. Conditions initiales

Les conditions initiales permettent de décrire l'état du modèle numérique au démarrage de la simulation (instant $t = 0$ s). Elles ont un rôle prépondérant dans les simulations car les résultats obtenus à l'issue des calculs peuvent être significativement influencés par les conditions définies au début de la simulation (cela demeure rare pour un calcul stationnaire). Dans le cadre des simulations effectuées ici, les conditions initiales sont renseignées sous la forme de valeurs moyennes (champ de pression et de vitesse initiaux, définition de la fraction du domaine de calcul occupé par du fluide).

3.7.2. Conditions aux limites

La résolution du système d'équations décrivant l'écoulement du fluide nécessite la définition de conditions aux limites du domaine de calcul. Elles s'appliquent au niveau des faces correspondant aux limites du domaine physiquement modélisé. On distingue habituellement les conditions aux limites numériques des conditions aux limites physiques. Deux types de conditions aux limites numériques sont généralement considérés.

En premier lieu, il existe les conditions aux limites de type Dirichlet. La valeur de la variable est fixée sur le bord du domaine de calcul. Ce type de condition est nommé sous le terme *Fixed Value* dans OpenFOAM. A titre d'exemple, dans le cas d'une sortie de l'écoulement, une condition de type Dirichlet permet d'imposer une pression relative nulle sur la face de sortie. D'autre part, il existe les conditions aux limites de type Neumann. La valeur du gradient de la variable est fixée au bord du domaine de calcul. Ce type de condition est nommé sous le terme *Fixed Gradient* dans OpenFOAM. Si le gradient est nul, on renseigne la condition *Zero Gradient*. La solution doit vérifier les valeurs des dérivées au niveau des frontières qui sont imposées. Sont également considérées, les conditions aux limites physiques matérialisées par les murs, les entrées et les sorties du domaine de calcul. Elles sont étroitement liées aux conditions aux limites numériques pour chaque variable calculée.

Dans le cadre de ces travaux, trois conditions aux limites physiques ont été mises en œuvre. La première est une condition de type mur (*wall*) : une paroi solide permet de délimiter la fluide et le solide. La seconde est une condition de type entrée : l'état de l'écoulement à l'entrée du domaine de calcul est décrit, généralement sous la forme d'une vitesse uniforme fixée. Dans le cas d'un fluide, le logiciel considère une vitesse constante et égale à la vitesse moyenne. Enfin, la troisième est une condition de type sortie : l'état de l'écoulement à la sortie du domaine de calcul est défini. Le paramétrage de la condition dépend du régime d'écoulement.

3.8. Méthode des volumes finis

3.8.1. Préambule

Le mouvement d'un fluide en un point a été décrit par les équations différentielles présentées au chapitre 3.3. La simulation de cas réels nécessite la discrétisation du problème. Elle doit permettre la transformation des équations différentielles en un système d'équations algébriques susceptibles d'être résolues numériquement. La discrétisation comprend deux étapes : la discrétisation du domaine de calcul, puis la discrétisation des équations (Jasak, 1996).

Le solveur interFoam utilise la méthode dite des volumes finis. Cette méthode est basée sur des équations de bilans exprimés sur des volumes de contrôle. Ces derniers sont issus de la division du domaine de calcul en éléments (aussi appelés mailles ou cellules) suffisamment petits par rapport à l'échelle du mouvement du fluide étudié (cf. chapitre 3.4). Dès lors, on peut réécrire sous une forme générique les équations de conservation de la masse, de conservation de la quantité de mouvement et de transport des scalaires (marqueur α pour le calcul de la position de la surface libre par exemple). On les exprime alors sous la forme d'une équation de transport d'une variable générique Φ (Ferziger & Peric, 2002; Versteeg & Malalasekera, 2007) comme suggéré par l'Équation (28) :

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \Phi U) - \nabla \cdot [\rho \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi] = S_{\Phi}(\Phi) \quad \text{Équation (28)}$$

avec $\partial \rho \Phi / \partial t$, l'accélération temporelle, $\nabla \cdot (\rho \Phi U)$, l'accélération due à la convection, $\nabla \cdot [\rho \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi]$, la diffusion, et $S_{\Phi}(\Phi)$, le terme source. Le terme Γ_{Φ} représente la diffusivité associée à la variable générique Φ . La méthode des volumes finis utilise l'Équation (29) qui est discrétisée. Néanmoins elle doit être écrite sous sa forme intégrale, sur un volume de contrôle, noté V_p , autour d'un point P . Chacun des termes de l'Équation (29) va être discrétisé selon plusieurs schémas numériques associés.

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_p} \rho \Phi dV + \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho \Phi U) dV - \int_{V_p} \nabla \cdot [\rho \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi] dV \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_{V_p} S_{\Phi}(\Phi) dV \right] dt \quad \text{Équation (29)}$$

3.8.2. Discrétisation spatiale

3.8.2.1. Théorème de Gauss

La discrétisation spatiale débute par la transformation des intégrales de volumes de l'Équation (29) en intégrales de surfaces. Pour ce faire, le théorème de Gauss est employé. Il est présenté par l'Équation (30) :

$$\int_{V_p} \nabla \cdot Q dV = \int_S Q dS \quad \text{Équation (30)}$$

avec S , la surface fermée correspondant au volume de contrôle V_p , et Q , un vecteur. Dès lors, des schémas spécifiques linéarisent les intégrales de volume et de surface pour chaque terme.

3.8.2.2. Terme de convection

Le terme de convection de l'Équation (29) est linéarisé suite à son intégration sur un volume de contrôle comme le montre l'Équation (31) :

$$\int_{V_p} \nabla \cdot (\rho \phi U) dV = \int_S dS \cdot (\rho \phi U) = \sum_f S_f \cdot (\rho U)_f \phi_f = \sum_f F \phi_f \quad \text{Équation (31)}$$

avec S_f le vecteur surfacique normal à une face f de la surface fermée S , Φ_f la valeur de Φ sur les bords du volume de contrôle, et F , le flux massique à travers la face f . Une interpolation est nécessaire à ce stade afin d'évaluer les valeurs des variables sur les faces f . En effet, durant les calculs, les valeurs des variables sont stockées au centre des cellules. L'interpolation permet d'associer les valeurs sur les faces en fonction des valeurs au centre des cellules. Pour ce faire, le code de calcul fait appel à des schémas numériques. Un premier exemple de schéma numérique est le schéma centré. Il permet de calculer la valeur de Φ_f à partir d'une interpolation linéaire reliant les valeurs aux centres de deux cellules juxtaposant la face f . Le schéma décentré est un second type de schéma qui associe à la variable Φ_f la valeur du centre de la cellule voisine à l'amont selon le sens de l'écoulement. Dans OpenFOAM, on peut faire appel à ce second type de schéma ou à des variantes de celui-ci comme les schémas linearUpwind ou QUICK (*Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinetics*). Enfin, la dernière catégorie de schémas numériques correspond aux schémas hybrides. Ces derniers améliorent la précision de la solution tel que le schéma Gamma (Greenshields, 2017). Ici le terme de convection est traité de façon implicite.

3.8.2.3. Terme de diffusion

Le terme de diffusion de l'Équation (29) est linéarisé suite à son intégration sur un volume de contrôle comme présenté par l'Équation (32) :

$$\int_{V_p} \nabla \cdot [\rho \Gamma_\phi \nabla \phi] dV = \int_S dS \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi) = \sum_f \Gamma_f S_f \cdot (\rho \nabla \phi)_f \quad \text{Équation (32)}$$

avec S_f le vecteur surfacique normal à une face f de la surface fermée S , et Φ_f la valeur de Φ sur les bords du volume de contrôle. Le gradient sur la surface est discrétisé de manière implicite dans l'éventualité où le vecteur PN est orthogonal à la surface entre les deux cellules. Le vecteur PN correspond à la distance entre le centre de la cellule étudiée P et le centre de la cellule voisine N . Il vient alors :

$$S_f \cdot (\nabla \phi)_f = |S_f| \frac{\phi_N - \phi_P}{|PN|} \quad \text{Équation (33)}$$

Si le maillage utilisé n'est pas orthogonal, il est nécessaire d'introduire un terme supplémentaire de manière explicite. L'interpolation des gradients aux centres des cellules permet d'évaluer ce terme, en déterminant préalablement les valeurs aux centres des cellules (Jasak, 1996). Ici le terme de diffusion est traité de façon implicite.

3.8.2.4. Terme source

Le terme source de l'Équation (29) est linéarisé après son intégration sur un volume de contrôle comme présenté par l'Équation (34) :

$$S_{\phi}(\phi) = S_u + S_p(\phi) \quad \text{Équation (34)}$$

Avec $S_{\phi}(\phi)$, le terme source, S_u et S_p , deux coefficients dépendant de ϕ (Patankar, 1980). En injectant l'Équation (34) dans l'intégrale de volume du terme source, il vient :

$$\int_{V_p} S_{\phi}(\phi) dV = S_u V_p + S_p V_p \phi_p \quad \text{Équation (35)}$$

3.8.3. Discrétisation temporelle

3.8.3.1. Dérivée temporelle

L'Équation (29) présente un terme instationnaire nécessitant une discrétisation. Celle-ci peut s'effectuer de manière implicite ou explicite. Dans le premier cas de figure, l'utilisation d'un schéma de discrétisation implicite permet une meilleure stabilité du calcul notamment par rapport au pas de temps employé. Dans le cas d'un schéma explicite, le pas de temps doit être inférieur à une valeur maximale en lien avec un critère de Courant-Freidrich-Lewy (cf. chapitre 3.8.4). D'autre part, un schéma explicite exprime directement la solution numérique au contraire d'un schéma implicite qui requiert l'inversion d'une matrice de calcul. Le choix retenu pour les travaux menés s'oriente vers le schéma implicite avec une discrétisation du terme instationnaire par une méthode d'Euler d'ordre 1 comme suggéré par l'Équation (36):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_p} \rho \phi dV = \frac{(\rho \phi_p V_p)^n - (\rho \phi_p V_p)^0}{\Delta t} \quad \text{Équation (36)}$$

avec n et 0 , les exposants faisant référence respectivement aux valeurs aux instants $t+\Delta t$ et t . La discrétisation temporelle peut faire l'objet d'un traitement avec un schéma d'Euler d'ordre supérieur (ordre 2 par exemple) pour accroître sa précision (Greenshields, 2017).

3.8.3.2. Dérivées spatiales et problèmes transitoires

Une forme semi-discrétisée de l'Équation (29) peut être désormais établie en combinant les formulations proposées par l'Équation (31), l'Équation (32) et l'Équation (35). Celle-ci est introduite par l'Équation (37) :

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_p} \rho \phi dV + \sum_f F \phi_f - \sum_f \rho \Gamma_f S_f \cdot (\nabla \phi)_f \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} [S_u V_p + S_p V_p \phi_p] dt \quad \text{Équation (37)}$$

Dans l'hypothèse d'une discrétisation temporelle faisant intervenir un schéma implicite d'Euler de premier ordre (cf. Équation (36)), cela aboutit à :

$$\frac{(\rho\phi_p V_p)^n - (\rho\phi_p V_p)^0}{\Delta t} + \sum_f F\phi_f^n - \sum_f \rho\Gamma_f S_f \cdot (\nabla\phi)_f^n = (S_u V_p + S_p V_p \phi_p)^n \quad \text{Équation (38)}$$

Sur un volume de contrôle, on peut réduire davantage l'expression de l'Équation (29) et l'exprimer sous la forme d'un système algébrique :

$$a_p \phi_p^n + \sum_N a_N \phi_N^n = R_p \quad \text{Équation (39)}$$

avec a_p et a_n , les coefficients représentant respectivement les termes diagonaux et extradiagonaux de la matrice des coefficients du système, et R_p , un vecteur matérialisant le terme source.

3.8.4. Algorithme de résolution et stabilité des calculs

La vitesse et la pression sont reliées de façon linéaire dans la forme dérivée des équations de Navier-Stokes. Dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, la pression est exprimée sous sa forme dérivée. Une méthode de résolution du couple pression-vitesse doit être utilisée pour résoudre le terme de pression car celui-ci ne dispose d'aucune équation qui lui est propre au contraire des autres variables. Pour ce faire, on dispose de plusieurs approches différentes en modélisation numérique pour résoudre le couple pression-vitesse. Les plus couramment utilisées sont les algorithmes SIMPLE, SIMPLER, SIMPLEC, PIMPLE ou encore PISO. Dans ces travaux, nous avons fait appel aux algorithmes SIMPLE, PISO et PIMPLE pour découpler la pression de la vitesse. Leurs fonctionnements sont décrits ci-dessous.

3.8.4.1. Algorithmes SIMPLE et PISO

L'algorithme SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) est utilisé principalement pour les écoulements en régime permanent. Il calcule la vitesse et ajuste ensuite la pression et la vitesse dans une boucle de rétroaction jusqu'à ce que les critères de convergence soient atteints, comme cela est exposé par la Figure 56 (Holzinger, 2015).

L'algorithme PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operator*) est davantage employé pour les écoulements transitoires (Greenshields, 2015). Il possède une procédure différente mais en suivant les mêmes étapes que SIMPLE. La vitesse est d'abord prédite à l'aide du prédicteur *momentum*, et seulement ensuite, la pression et la vitesse sont corrigées jusqu'à ce que le nombre prédéfini d'itérations soit atteint. Le prédicteur *momentum* est noté $UEqn.H$ alors que $pEqn.H$ va corriger la pression et la vitesse. A noter que pour des simulations en régime laminaire (sans modèle de turbulence), la commande *turbulence->correct* fait appel à une fonction vide (Holzinger, 2015).

L'algorithme PISO constitue une méthode non itérative de résolution des équations de Navier-Stokes discrétisées. L'avantage d'un tel algorithme est qu'il ne fait intervenir aucune itération, ni sous-relaxation. Néanmoins, l'approche PISO est plus complexe à mettre en œuvre en comparaison des algorithmes de type SIMPLE car elle requiert des faibles pas de temps de calcul, ce qui peut s'avérer coûteux en temps de calcul global pour l'utilisateur (Bressloff, 2001). Le Tableau 6 synthétise les principaux avantages et inconvénients des deux algorithmes.

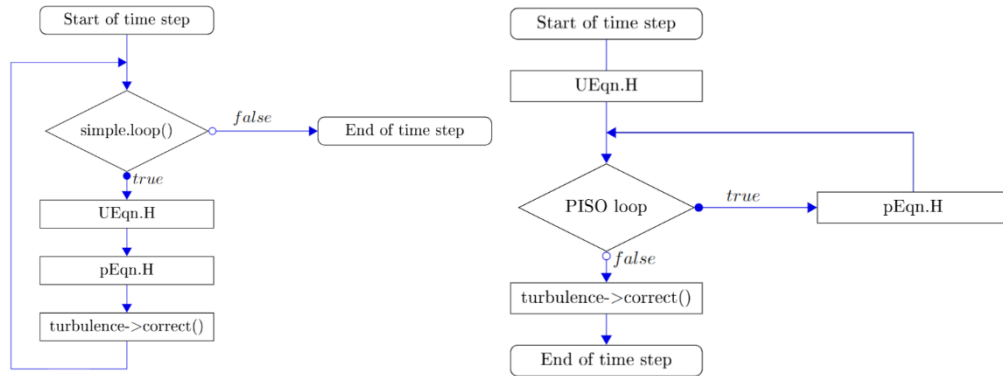


Figure 56 : Algorithmes SIMPLE (à gauche) et PISO (à droite) sous OpenFOAM (Holzinger, 2015)

Tableau 6 : Avantages et inconvénients des algorithmes PISO et SIMPLE.

Algorithme	PISO	SIMPLE
Effizienz	Rapide : $UEqn.H$ créé une seule fois	Lent : sous-relaxation
Stabilité	Typiquement instable pour des nombres de Courant supérieurs à 1	Stable pour des nombres de Courant supérieurs à 1
Précision	Erreur potentielle sur $\partial/\partial t$	-

3.8.4.2. Algorithme PIMPLE

Il existe un troisième algorithme, appelé PIMPLE, qui combine les approches SIMPLE et PISO. Il peut être utilisé à la fois pour des cas d'écoulements permanents et transitoires. L'algorithme PIMPLE est similaire à PISO mais il contient une boucle supplémentaire (cf. Figure 57). Comme on peut le constater, il y a une légère différence pour le traitement de la turbulence. En utilisant `turbCorr()`, OpenFOAM décide si la turbulence doit être traitée ou non en fonction du type de simulation. Pour les cas laminaires, l'option `false` (faux) est évidemment retenue (Holzinger, 2015).

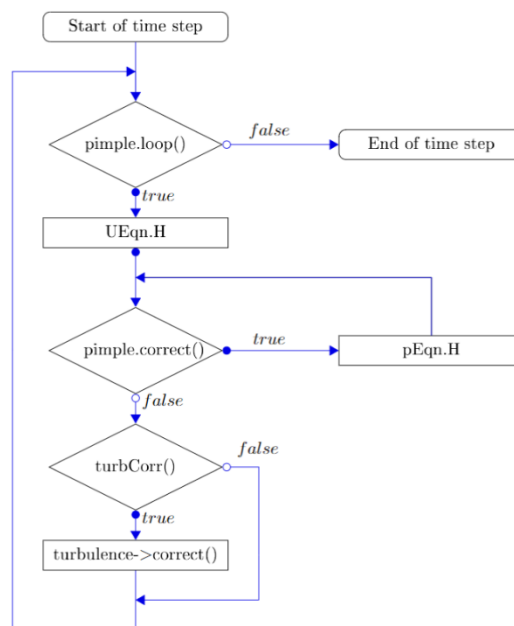


Figure 57 : Algorithme PIMPLE sous OpenFOAM (Holzinger, 2015)

3.8.4.3. Stabilité des calculs

En parallèle de la résolution des équations par les schémas numériques et algorithmes retenus, il est primordial de s'assurer de la stabilité des calculs. Pour ce faire, la méthode employée ici fait intervenir le critère de Courant-Freidrich-Lewy (CFL) qui introduit le nombre de Courant Co . Ce nombre, sans dimension, constitue une condition de convergence pour la résolution des équations en adaptant le pas de temps au cours du calcul. Le nombre de Courant est défini par l'Équation (40) :

$$Co = \frac{|U|\Delta t}{\Delta x} \quad \text{Équation (40)}$$

avec U (m/s), la vitesse, Δt (s), le pas de temps, et Δx (m), la taille de la cellule de calcul. La stabilité des calculs est étroitement liée aux caractéristiques de temps et d'espace. Lorsque le pas de temps augmente, les erreurs numériques deviennent plus importantes et se propagent, nuisant ainsi à la convergence souhaitée. Au contraire, si le pas de temps devient trop petit, le calcul est fortement ralenti. Un compromis peut être utilisé sur la base du critère CFL en limitant la valeur maximale prise par le nombre de Courant comme exposé par l'Équation (41) :

$$Co = \frac{|U|\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad \text{Équation (41)}$$

Compte-tenu du critère de stabilité employé via le nombre de Courant, le pas de temps de démarrage doit être adapté à la configuration d'écoulement étudié notamment si la configuration de départ de la simulation est proche d'un état statique.

3.9. Conclusion du chapitre 3

Ce chapitre a permis d'introduire la méthodologie associée au code de calcul utilisé pour la modélisation 3D des écoulements non-newtoniens à surface libre. Celle-ci est résumée par la Figure 58.

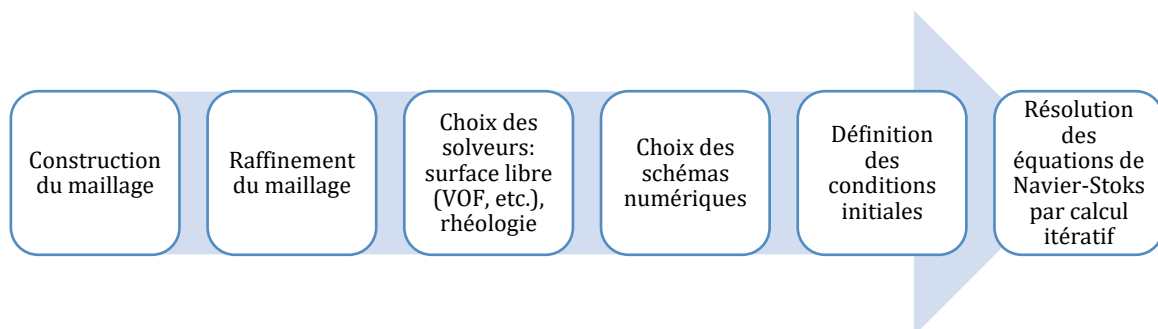


Figure 58 : Procédure de modélisation typique.

De façon générale, l'approche 3D implique l'utilisation des équations de Navier-Stokes pour le calcul des écoulements laminaires. Leur résolution s'appuie sur une approche de type RANS.

La première étape consiste à créer la géométrie et les limites du domaine de calcul à l'aide d'un logiciel de CAO. La seconde étape permet la génération du maillage avec différents outils proposés

dans OpenFOAM (*blockMesh*, *snappyHexMesh*, etc.). La discrétisation spatiale du domaine de calcul est nécessaire pour mettre en œuvre la méthode des volumes finis permettant la résolution du système d'équations. Le domaine de calcul est divisé ainsi en petites mailles élémentaires dans lesquelles les équations discrétisées décrivant le mouvement de l'écoulement sont résolues numériquement. La représentation de la surface libre des écoulements diphasiques se fait via la méthode *Volume of Fluid* qui fait appel au concept de la fraction volumique. Puis viennent le choix des solveurs (modèle de turbulence, modèle rhéologique, méthode de prise en compte de la surface libre, etc.), la définition des conditions initiales et des conditions aux limites avant de procéder à la résolution des équations. Enfin, à l'issue des simulations, la dernière étape est la visualisation des résultats et le traitement des calculs. Le post-traitement permet d'accéder aux caractéristiques des écoulements : la vitesse, la hauteur, ainsi que la viscosité permettant de caractériser le comportement plutôt rigide ou liquide du fluide.

Nous avons porté une attention particulière au choix du modèle rhéologique permettant de décrire le comportement du fluide dans le code de calcul. Pour les fluides décrits par le modèle d'Herschel-Bulkley, une régularisation rhéologique intervient afin de traiter le seuil de contrainte. L'approche bi-visqueuse, déjà présente dans le code de calcul, a été complétée par l'ajout d'une nouvelle régularisation. S'appuyant sur la bibliothèque de modèles de viscosité existante et disponible dans les sources d'OpenFOAM, la formulation proposée par Papanastasiou a été implémentée dans le code, notamment en prévision de la recherche des interfaces au sein des écoulements entre les zones rigides et liquides. Le nouveau modèle rhéologique permet de décrire l'évolution de la viscosité de façon exponentielle lorsque la contrainte est inférieure au seuil de contrainte. Les résultats obtenus avec les deux régularisations rhéologiques doivent être comparés pour identifier les avantages et les inconvénients de chacune d'elles.

La confrontation des résultats fournis par le code numérique 3D avec des mesures expérimentales permettra de conclure sur la validité et la représentativité de celui-ci dans la reproduction des phénomènes en jeu dans les écoulements non-newtoniens à surface libre. Le code de calcul est ainsi appliqué à différents cas expérimentaux dont l'étude doit permettre d'apporter des réponses concernant :

- le choix et à l'utilisation des modèles rhéologiques ;
- l'identification des zones rigides et liquides ;
- la représentation par la méthode VOF de la surface libre sans perturbations liées à des oscillations numériques ;
- la distribution des mailles de calcul, adaptée aux caractéristiques des écoulements ;
- la représentation des caractéristiques des écoulements telles que le champ de vitesse et la hauteur d'écoulement ;
- et la gestion des simulations vis-à-vis du caractère transitoire des écoulements étudiés.

Ces éléments sont abordés dans le CHAPITRE 4 à travers l'étude numérique de plusieurs cas expérimentaux choisis dans la littérature (Coussot, 2014), précédant l'application du code sur un cas réel d'écoulement (cf. CHAPITRE 5).

CHAPITRE 4. Validation du code de calcul 3D et levées des verrous à travers des expériences numériques

4.1. Introduction du chapitre 4

Ce chapitre a pour objectif de vérifier la capacité du modèle numérique 3D à reproduire les phénomènes en jeu dans les écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens similaires aux laves torrentielles. Pour répondre à cet objectif, on propose d'étudier numériquement différentes typologies d'écoulement représentatives de celles observées sur des sites grandeur nature lors de l'apparition d'une lave torrentielle dans un torrent de montagne : écoulement en chenal étroit, étalement sur les plages de dépôts, rupture de barrage de retenue et de stockage, transition écoulement rigide-écoulement liquide, submersion d'ouvrages tels que des ponts ou des digues.

La Figure 59 récapitule les thématiques abordées (surlignées en jaune) dans ce CHAPITRE 4.

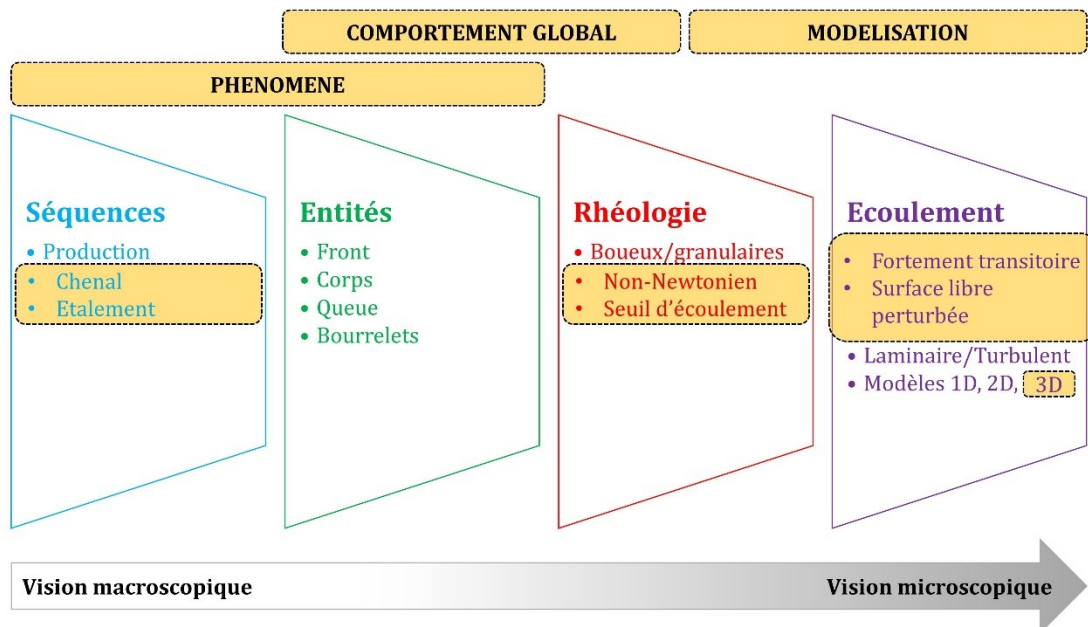


Figure 59 : Synoptique support de lecture.

Pour ce faire, un panel de cinq cas tests a été retenu, basé sur des données expérimentales issues de la littérature. La validation du code de calcul s'appuie ici sur les expériences de Debiane (Debiane, 2000), de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007), Luu (Luu *et al.*, 2015), Cochard (Cochard & Ancey, 2009) et Ancey (Ancey & Cochard, 2009). Les cinq séries d'expériences présentent des caractéristiques relativement différentes permettant d'appliquer le modèle sur une large gamme de configurations hydrauliques : écoulement à surface libre dans un canal rectangulaire, en charge à travers une conduite possédant un dispositif divergent-convergent brusque, ou par-dessus une marche brusque, faisant suite à une rupture de barrage en canal ou sur un plan incliné.

Les objectifs spécifiques définis pour chaque expérience sont synthétisés par le Tableau 7. Dans le Tableau 7, un code couleur est utilisé pour caractériser la priorité donnée à chaque verrou défini pour les tests numériques. En effet, tous les verrous ne présentent pas le même intérêt vis-à-vis de la problématique principale traitée ici (laves torrentielles). Cette hiérarchisation est subjective et est purement restreinte au cadre de ces travaux.

Tableau 7 : Présentation des problématiques en fonction des expériences numériques menées.

Expérience \ Analyse	Debiane (2000)	Luu (2015)	de Souza-Mendes (2010)	Cochard (2009)	Ancey (2009)
Modèles régularisés	Bi-visqueux	Bi-visqueux Papanastasiou	Bi-visqueux Papanastasiou	Bi-visqueux	Bi-visqueux
Détection des zones rigides et liquides	X	X	X		
Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	X			X	X
Maillage complexe et distribution des mailles	X	X		X	
Champ de vitesse et couche limite	X	X			
Aspect transitoire				X	X

Légende

Priorité 1 - Intérêt fort	Priorité 2 - Intérêt modéré	Priorité 3 - Intérêt faible
----------------------------------	------------------------------------	------------------------------------

Plus précisément, le CHAPITRE 4 présente les aspects suivants :

- La confrontation du modèle aux expériences de Debiane (Debiane, 2000) doit conduire à la validation du modèle pour des conditions hydrauliques en régime permanent non uniforme dans un chenal étroit à surface libre. L'objectif principal est donc de lever les verrous concernant :
 - le choix et la mise en œuvre d'un modèle régularisé bi-visqueux pour modéliser le comportement rhéologique d'un fluide à seuil,

- la génération d'un maillage complexe avec un agencement des cellules de calcul adaptée aux caractéristiques des écoulements (notamment la représentation des zones rigides et des zones liquides cisailées),
 - la représentation de la surface libre sans perturbations liées à des oscillations numériques,
 - la distribution du champ de vitesse notamment en comparaison des modèles bidimensionnels,
 - et la détection de l'interface séparant les zones rigides des zones liquides cisailées au sein même de l'écoulement.
- La comparaison des résultats numériques aux résultats des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015) et de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) doit conduire à la validation du modèle pour des conditions hydrauliques en régime permanent non pleinement développé pour des écoulements en charge présentant des zones rigides et liquides. L'objectif principal est donc de lever les verrous concernant :
- le choix et la mise en œuvre d'une régularisation rhéologique adaptée pour modéliser le comportement d'un fluide à seuil (comparaison des modèles bi-visqueux et de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987)) ;
 - et la détection des zones rigide et liquide via l'utilisation d'un critère lié à la contrainte.
- Le traitement des expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) et d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007) doit permettre de valider le modèle pour des cas d'écoulements en régime transitoire sur des plans inclinés et en canaux étroits. Les conclusions de ces deux cas tests doivent lever les verrous concernant :
- la représentation de la surface libre dans le temps,
 - et la gestion de l'aspect transitoire des écoulements par le modèle numérique.

4.2. Les expériences de Debiane (2000)

Les expériences de Debiane (Debiane, 2000) ont été retenues en tant que premier test numérique car elles permettent d'étudier l'écoulement d'un fluide à seuil dans une configuration en chenal étroit. Dans l'optique de modéliser les écoulements à surface libre de laves torrentielles, ces expériences ont un intérêt car elles proposent une configuration souvent rencontrée au sein d'un bassin versant torrentiel, notamment au niveau du chenal d'écoulement (cf. Figure 60). Le Tableau 8 rappelle les différents aspects de modélisation qui seront investigués au cours de ce cas test numérique.



Figure 60 : Chenal d'écoulement du village de Chantelouve en novembre 2015 (ICube, 3D Eau).

Tableau 8 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Debiane.

Analyse Expérience	Modèles régularisés	Détection des zones rigides et liquides	Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	Maillage complexe et distribution des mailles	Champ de vitesse et couche limite	Aspect transitoire
Debiane (2000)	Bi-visqueux	X	X	X	X	

4.2.1. Protocole expérimental

Les expériences menées par Debiane (Debiane, 2000) s'intéressent à l'écoulement à surface libre d'un fluide non-newtonien à seuil dans un canal rectangulaire présentant une pente non nulle. Cette configuration d'écoulement a fait l'objet de nombreux travaux portant sur la théorie des écoulements (Coussot, 1994; Ayadi, 1996; Balmforth & Craster, 1999; Balmforth *et al.*, 2006; Komatina & Jovanovic, 1997; Dagli, 2013; Ghemmour, 2011; Kuo & Tanner, 1972; Kozicki & Tiu, 1967; Sestak, 1974), la transition entre régime laminaire et régime turbulent (Haldenwang, 2003; Haldenwang *et al.*, 2012; Haldenwang *et al.*, 2010; Burger *et al.*, 2015; Burger *et al.*, 2010; Burger, 2014; Vanyaza, 2004), ou encore le transport solide (Spelay, 2007). Cette configuration a également fait l'objet d'investigations numériques (Montilla Pérez, 2017; Cantelli, 2009).

Debiane a investigué les écoulements dans le canal rectangulaire en faisant varier les conditions expérimentales (pente, débit, rhéologie, etc.) et les régimes d'écoulement (écoulement permanent, écoulement transitoire faisant suite à une rupture de barrage). Le choix s'est porté sur le cas des écoulements permanents pour une rhéologie donnée et deux hypothèses de pente. Cette restriction se justifie par le souhait d'investiguer les résultats 3D en détails sous différents angles (zones rigides/liquides, ondulations de la surface libre, etc.) pour un nombre réduit de simulations numériques.

La géométrie étudiée se compose d'une longueur droite dont la section est rectangulaire. Les côtés du canal sont délimités par des parois parallèles verticales. A l'aval, l'écoulement rencontre une chute brusque. Aucune singularité n'est présente au sein du canal, à l'exception de la chute brusque. Deux géométries sont étudiées en faisant varier la pente du chenal. Le détail des dimensions est fourni dans le Tableau 9.

Tableau 9 : Dimensions des canaux des expériences de Debiane (Debiane, 2000).

Géométrie	1	2
Longueur du canal L (m)	5	5
Largeur du canal b (m)	0,3	0,3
Pente du canal θ (°)	4,9	2,4

Pour les deux configurations géométriques, un seul débit est testé en entrée du canal. Sa valeur est de 3,0 l/s.

Le matériau mis en œuvre est du Carbopol. Ce fluide non-newtonien est régulièrement utilisé pour des expériences d'écoulements (Cochard, 2007; Rudert & Schwarze, 2009; Rentschler, 2010; López Carranza, 2012; Maßmeyer, 2013; Magnin & Piau, 1990; Divoux *et al.*, 2010). Le Carbopol est décrit par un modèle de type Herschel-Bulkley avec le jeu de paramètres suivants, mesurés en rhéométrie (Debiane, 2000) avant écoulement : $\tau_c = 7,5$ Pa, $K = 4,6$ Pa.s ^{n} et $n = 0,39$. La densité du matériau vaut ici 1 000 kg/m³. Les erreurs typiques en mesures rhéométriques peuvent conduire à des incertitudes non négligeables pouvant atteindre 30 % sur ces paramètres (Debiane, 2000). De plus, lorsque les paramètres rhéologiques sont réévalués après manipulation sur la base des caractéristiques de l'écoulement, les valeurs obtenues diffèrent des mesures rhéométriques effectuées préalablement. La valeur de la contrainte seuil τ_c est plus importante de 14 % et la consistance K diminue de l'ordre de 4 % (Debiane, 2000). L'indice d'écoulement n reste quant à lui constant.

Au cours des expériences, la vitesse et la hauteur de l'écoulement ont été relevées. La vitesse a été mesurée 2,50 m avant la chute au milieu du canal à l'aide d'un vélocimètre laser à effet Doppler. Cet instrument fournit des mesures avec une erreur estimée à 0,1 cm/s. Pour la hauteur, celle-ci a été relevée avec une jauge de profondeur.

4.2.2. Modélisation numérique 3D

4.2.2.1. Géométrie et maillage

Les deux géométries sont créées avec un logiciel de CAO. La méthode VOF est une méthode eulérienne, nécessitant l'utilisation d'un maillage de calcul. Celui-ci est réalisé avec l'outil *snappyHexMesh* fourni dans OpenFOAM. Des mailles d'environ 25 mm de côté et de hauteur sont choisies, conduisant à un domaine de calcul composé de 77 000 mailles (maillage grossier). Afin d'étudier la sensibilité au maillage des résultats, deux autres maillages ont été construits pour les deux géométries : un maillage dit intermédiaire et maillage dit fin (cf. Figure 287 en Annexe 6), composés respectivement d'environ 665 000 cellules (mailles de 12,5 mm de côté et de hauteur) et de 1,15 millions de cellules (mailles de 6,25 mm de côté et de hauteur). L'analyse de sensibilité est effectuée selon la méthode proposée par Roache (Roache, 1994) et exposée au chapitre 3.4.

4.2.2.2. Conditions aux limites

La vitesse est imposée sur la face d'entrée du canal (à l'amont) afin de reproduire le débit injecté expérimentalement, égal ici à 3,0 l/s. La condition limite en sortie (fond du puits de chute à l'aval du chenal) et sur la partie supérieure du domaine de calcul (toit du modèle) est une pression atmosphérique. Les limites du domaine de calcul sont présentées sur la Figure 61 avec l'entrée (en vert), les parois (en gris), la sortie (en rouge) et l'atmosphère (en jaune).

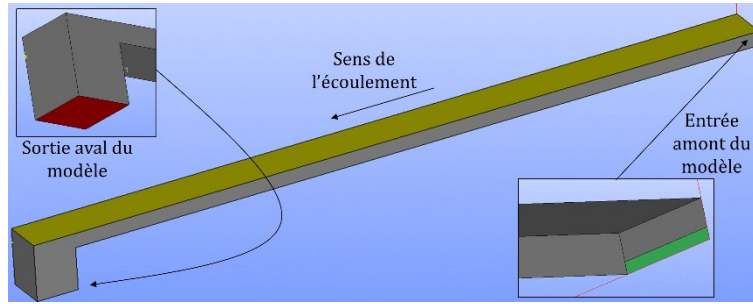


Figure 61 : Limites du domaine de calcul du canal de Debiane (Debiane, 2000).

4.2.2.3. Rhéologie

Le matériau (Carbopol) est décrit par le modèle régularisé bi-visqueux dans le code de calcul. Le modèle intègre les valeurs des trois paramètres (τ_c , K et n) mesurés en rhéométrie. Le régime solide rigide correspondant à un comportement sous la contrainte seuil est modélisé en renseignant une valeur initiale de viscosité de régularisation η_0^+ à $2,6 \times 10^4$ (valeur adimensionnelle, cf. chapitre 4.2.3.1). Afin de juger la sensibilité à la rhéologie des résultats, plusieurs jeux de paramètres rhéologiques ont été testés dans le code de calcul (cf. Tableau 10). Dans un premier temps, la valeur de η_0 a été fixée arbitrairement pour étudier la variation indépendante de chacun des trois paramètres rhéologiques présents dans le modèle d'Herschel-Bulkley. Une variation de l'ordre de $\pm 30\%$ a été effectuée pour chaque paramètre, conformément aux ordres de grandeur d'incertitudes de mesure des paramètres rhéologiques. Dans un second temps, afin de juger l'impact de la viscosité de régularisation η_0 sur les résultats (Massmeyer, 2013), sa valeur a été modifiée dans le code de calcul. Cinq valeurs différentes ont été renseignées.

Tableau 10 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la rhéologie.

Configuration N°	Paramétrage	τ^+	K	n
0	Rhéologie expérimentale	1	4,60	0,39
1	+ 30 % sur τ_c	1,3	4,60	0,39
2	- 30 % sur τ_c	0,7	4,60	0,39
3	+ 30 % sur K	1	5,98	0,39
4	- 30 % sur K	1	3,22	0,39
5	+ 30 % sur n	1	4,60	0,507
6	- 30 % sur n	1	4,60	0,273

4.2.2.4. Modèles et stratégie de calcul

Le nombre de Reynolds a été évalué d'après l'expression proposée par Burger (Burger *et al.*, 2015) pour les fluides à seuil de type Herschel-Bulkley (cf. Annexe 5). Les valeurs obtenues pour les différentes configurations testées sont comprises entre 8 et 63, traduisant un régime laminaire d'écoulement dans le chenal, sachant que la valeur de transition à la turbulence pour cette définition du nombre de Reynolds est d'environ 2 100 (Haldenwang *et al.*, 2010). Dès lors, les simulations numériques sont menées sans utiliser de modèle de turbulence.

Les deux géométries différentes sont simulées numériquement avec le solveur interFoam présenté au CHAPITRE 3.

La convergence des calculs numériques est vérifiée en s'appuyant sur la stabilité au cours du temps du bilan de masse (différence entre l'entrée et la sortie du modèle), de la hauteur et de la vitesse. A titre d'exemple, la Figure 62 expose, pour des simulations effectuées, l'évolution dans le temps du bilan de masse et de la hauteur pour les résultats. Pour assurer la convergence du modèle vers un écoulement permanent laminaire, les simulations sont effectuées sur une durée totale de 60 secondes.

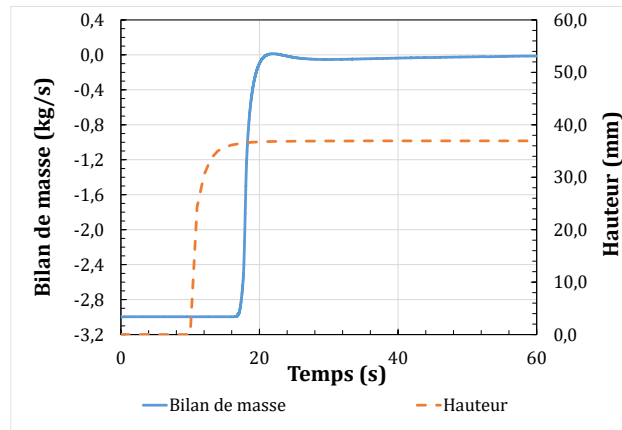


Figure 62 : Exemple d'évolution du bilan de masse au cours d'une simulation numérique.

4.2.2.5. Mise en œuvre

La mise en œuvre du modèle numérique s'effectue en plusieurs étapes :

- Tout d'abord, une analyse de sensibilité au maillage est menée afin de quantifier les incertitudes liées à la discrétisation spatiale du domaine de calcul. L'objectif est de valider un degré de maillage pour lequel les résultats sont quasiment indépendants du maillage.
- Puis, nous investiguons la sensibilité des résultats aux variations des paramètres rhéologiques compte-tenu des écarts observés entre les mesures et l'évaluation des paramètres rhéologiques sur la base des observations expérimentales (Debiane, 2000).

Ces deux premières étapes ont été effectuées pour la géométrie n°1. La troisième étape met en œuvre la géométrie n°2 :

- La pente étant une des données d'entrée de l'expérience, une seconde comparaison est effectuée entre les données expérimentales et les résultats numériques.

Les trois étapes suivantes sont en lien direct avec l'application du code à un cas grandeur nature d'écoulements à surface libre de laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5). Une typologie d'écoulement en chenal étroit, similaire à celle des expériences de Debiane, est constatée pour le cas réel étudié. Le modèle 3D doit être évalué pour cette configuration d'écoulement. Cela passe par :

- La possibilité d'identifier les zones rigides et liquides au sein de l'écoulement ;
- La façon de représenter la surface libre des écoulements sans perturbations numériques pouvant entacher les résultats (compression de la surface libre, diffusion, oscillations, etc.) ;

- L'évaluation de l'impact de la prise en compte complet du frottement pariétal par le modèle 3D sur les résultats numériques (hauteur, champ de vitesse), en comparaison des approches 2D pour une configuration similaire d'écoulement.

Les étapes successives de l'analyse des résultats numériques sont synthétisées par la Figure 63.

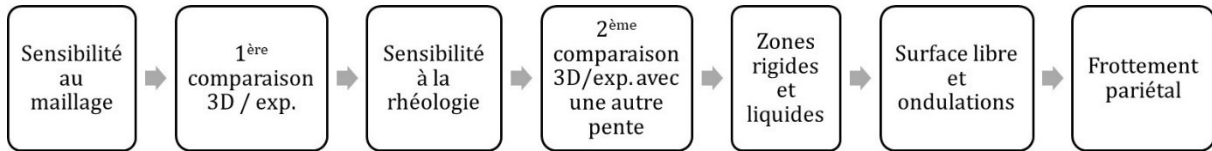


Figure 63 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

4.2.3. Résultats et discussion

4.2.3.1. Formulation adimensionnelle

Au cours de la présentation des résultats, les variables adimensionnelles suivantes vont être employées :

$$u^+ = \frac{u}{u^*}, \quad h^+ = \frac{h}{h_0}, \quad x^+ = \frac{x}{L}, \quad b^+ = \frac{y}{b}, \quad \tau^+ = \frac{\tau}{\tau_c}, \quad \eta^+ = \frac{\eta}{\eta^*} = \frac{\eta}{u^* h_0},$$

Avec :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \quad \text{Et} \quad h_0 = \frac{\tau_c}{\rho g \sin \theta}$$

Respectivement les facteurs d'échelle de vitesse et de hauteur. En mécanique des fluides, u^* est appelée la vitesse de frottement. Cette formulation permet d'exprimer la contrainte de cisaillement dans les unités d'une vitesse. Ce n'est pas une vitesse réelle à proprement parler mais c'est une quantité régulièrement utilisée pour décrire les champs de vitesse liés au cisaillement dans un fluide en mouvement. On la considère en général comme une vitesse représentative de la vitesse à proximité du fond. Ainsi u^* est le rapport entre la vitesse locale u (m/s) et u^* . h_0 correspond à la hauteur minimale nécessaire pour générer un écoulement sur un plan incliné pour un fluide à seuil (Coussot, 1994). Ainsi, h^+ est le ratio entre la hauteur de l'écoulement h (m) et h_0 . La variable adimensionnelle x^+ est définie par la distance x (m) parcourue par le fluide dans le chenal et par la longueur totale du canal L , égale ici à 5 mètres. La variable b^+ est définie quant à elle par la largeur du canal b ici égale à 0,30 m. La contrainte de cisaillement τ (Pa) est introduite avec τ^+ , et la viscosité dynamique η avec η^+ .

4.2.3.2. Analyse de sensibilité au maillage



Figure 64 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

Cette analyse a été menée pour la géométrie n°1 (pente du canal de 4,9°). Les trois maillages investigués sont utilisés de façon indépendante au cours des simulations (cf. Annexe 1). La rhéologie est fixée en supposant les valeurs expérimentales, soit la configuration n°0 (cf. Tableau 10). La viscosité de régularisation est constante dans la régularisation du modèle bi-visqueux. Sa valeur est de $\eta_0^+ = 2,6 \times 10^4$ pour toutes les simulations effectuées ici.

La Figure 65 présente les résultats numériques obtenus pour la vitesse sous une forme adimensionnelle. Les profils de vitesse sont tracés selon la direction verticale (axe z).

Les cercles bleus représentent le profil de vitesse obtenu avec le maillage grossier. On constate que le champ de vitesse est mal représenté selon la verticale. Le modèle ne fournit que deux valeurs de vitesse locales dans la partie haute de l'écoulement ($h^+ > 2,50$). Le modèle ne fournit pas d'informations sur les variations locales de la vitesse dans la partie basse de l'écoulement, près des parois. Or, c'est dans cette région que l'on s'attend à observer les plus fortes variations du gradient de vitesse compte-tenu des effets de cisaillement. Ce constat s'explique par le faible nombre de cellules selon l'axe vertical. En effet, seulement deux mailles décrivent la totalité de la hauteur d'écoulement. A ce stade de l'analyse, le maillage grossier ne semble donc pas satisfaire à une représentation fidèle de la physique des écoulements du point de vue du champ de vitesse.

Les maillages intermédiaire (trois mailles sur la hauteur) et fin (six cellules de calcul selon la verticale) sont respectivement matérialisés par les triangles rouges et les carrés verts. En réduisant la taille des cellules de calcul, ils se distinguent nettement du maillage grossier par leur allure le long de l'axe vertical. Le maillage fin est celui qui fournit le plus d'informations concernant les variations locales du gradient de vitesse. Le maillage intermédiaire met en évidence une zone basse de l'écoulement, près de la paroi, dans laquelle le gradient de vitesse varie de façon plus importante que près de la surface libre où la vitesse semble atteindre une valeur constante. Cette tendance est confirmée avec plus précision par les résultats numériques du maillage fin. Pour ce niveau de raffinement, deux zones apparaissent clairement dans l'écoulement une hauteur de transition située autour de la valeur $h^+ = 2,50$.

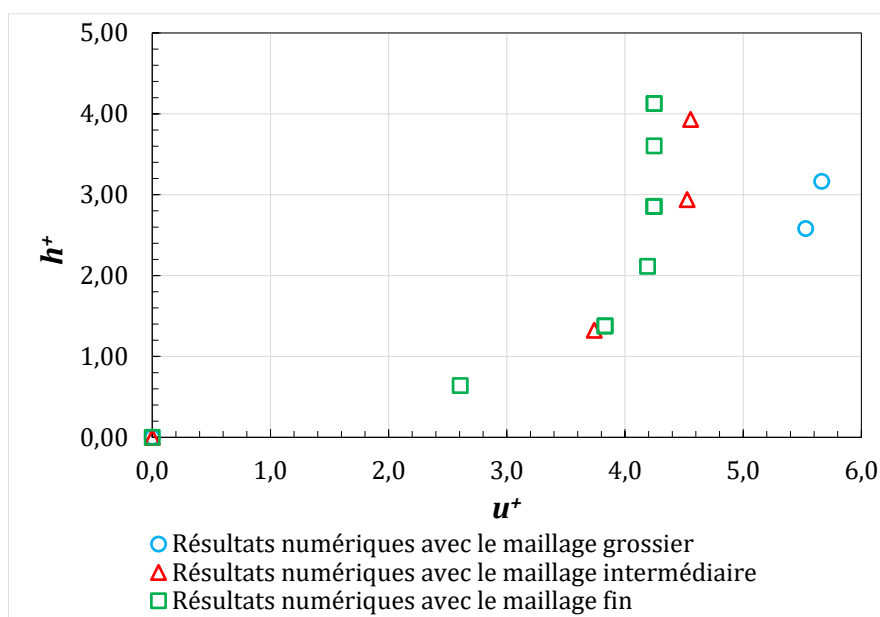


Figure 65 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse.

Les courbes de remous sont représentées par la Figure 66. On relève que les trois maillages employés ne conduisent pas aux mêmes allures de courbe de remous. De façon générale, la courbe de remous fournie par le maillage grossier (courbe en pointillés bleus) se distingue particulièrement de par son éloignement avec les courbes de remous des maillages intermédiaire (courbe en pointillés rouges) et fin (courbe en pointillés verts), plus proches les unes par rapport aux autres. Le maillage grossier est celui qui fournit les hauteurs d'écoulement les plus faibles. Dans la partie amont de l'écoulement ($x^+ < 0,80$), le régime d'écoulement tend vers un régime uniforme. Dans cette région, une hauteur de $h^+ = 3,15$ est obtenue avec le maillage grossier. Le maillage intermédiaire fournit une hauteur normale de $h^+ = 3,88$, proche de celle du maillage fin dont la valeur est $h^+ = 4,12$. De façon similaire aux profils de vitesse, le faible nombre de cellules du maillage grossier dégrade la représentation de l'écoulement. On constate notamment que l'écoulement ne parvient pas à chuter à l'aval du chenal. Le fluide s'arrête avant de rencontrer la chute brusque ($x^+ \approx 1$). Cela va à l'encontre des observations expérimentales qui ont mis en évidence que l'écoulement subissait bien une chute dans la partie aval du chenal. Ce constat permet de justifier la mise à l'écart du maillage grossier pour la suite de l'analyse.

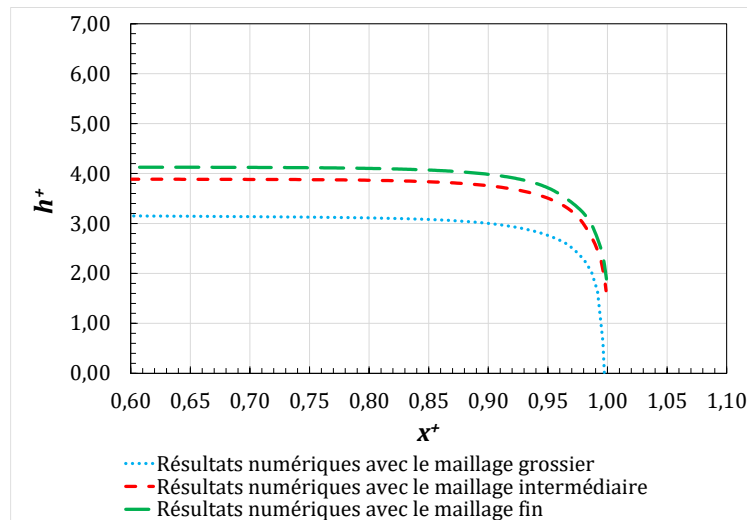



Figure 66 : Sensibilité au maillage : courbe de remous.

Il convient de compléter l'analyse de sensibilité au maillage en évaluant les incertitudes numériques associées à la taille des mailles de calcul pour chaque grille. Le Grid Convergence Index (GCI) a donc été évalué (cf. chapitre 3.4.3) pour quantifier ces incertitudes (cf. Tableau 11). Pour le maillage intermédiaire, la qualité du maillage conduit à des incertitudes numériques de l'ordre de 24 % pour la vitesse maximale u^+ et de 19 % pour la hauteur h^+ . Ces incertitudes sont significativement réduites en utilisant le maillage fin. Avec ce dernier, la précision du modèle pour la hauteur est de l'ordre de 5 %. Cela suggère que la hauteur est comprise entre $h^+ = 3,91$ et $h^+ = 4,33$. Pour la vitesse, l'incertitude numérique est de l'ordre de 7 %.

Tableau 11 : GCI pour la vitesse maximale et la hauteur déterminées dans les simulations numériques.

Maillage	u^+ maximum	GCI pour u^+	h^+	GCI pour h^+
Grossier	5,66	-	3,15	-
Intermédiaire	4,56	24 %	3,88	19 %
Fin	4,25	7 %	4,12	5 %

En conclusion de cette analyse, retenons que les résultats numériques fournis par le modèle 3D diffèrent selon le niveau de maillage employé. A première vue, la représentation du champ de vitesse et de la hauteur de fluide avec le maillage grossier semble être trop éloignée de la physique réelle des écoulements. Pour la suite de l'analyse, ce degré de discrétisation spatiale sera écarté. Dès lors, le choix se restreint aux maillages intermédiaire et fin. Le calcul de l'index GCI a montré que le maillage intermédiaire conduisant aux plus fortes incertitudes numériques. Par conséquent, le choix s'oriente vers le maillage fin. Ce niveau de raffinement permet de modéliser l'écoulement du fluide à seuil dans le canal avec une incertitude réduite.

 *Le maillage fin est retenu pour la comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales. Cette confrontation est présentée au paragraphe suivant.*

4.2.3.3. Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental

Première comparaison



Figure 67 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

La Figure 68 présente la comparaison entre les données expérimentales (croix noires sur la Figure 68) et les résultats numériques (carrés verts sur la Figure 68) obtenus pour la vitesse sous une forme adimensionnelle avec le maillage fin. Les incertitudes liées à la mesure de la vitesse n'ont pas été représentées pour la série de données expérimentales sur la Figure 68. En effet, leur faible valeur conduit à des barres d'erreurs plus petites que la taille des croix noires sur le graphique.

De façon générale, le maillage fin fournit des résultats proches de l'expérimental sur la hauteur totale de l'écoulement. On constate néanmoins que le modèle numérique a tendance à surestimer la vitesse maximale dans la partie supérieure de l'écoulement ($h^+ > 2,50$). L'écart relatif δ entre les données expérimentales et les résultats numériques a été déterminé selon l'expression fournie par l'Équation (42) :

$$\delta = \frac{|valeur\ numérique - valeur\ expérimentale|}{valeur\ expérimentale} \quad \text{Équation (42)}$$

L'écart entre la vitesse maximale numérique et expérimentale est de 3,6 % sur cette valeur maximale. Au vu de l'allure du profil de vitesse numérique, deux zones distinctes apparaissent dans l'écoulement. Au fond du canal ($h^+ < 2,50$), le gradient de vitesse est fort. Le matériau est ainsi cisailé et déformé. Près de la surface libre ($h^+ > 2,50$), le gradient de vitesse varie très peu traduisant une vitesse quasiment constante. Par conséquent, dans cette zone, le fluide demeure rigide. La contrainte de cisaillement est théoriquement sous la contrainte seuil τ_c avec une valeur proche de zéro mais non nulle (Coussot, 1994; Balmforth & Craster, 1999).

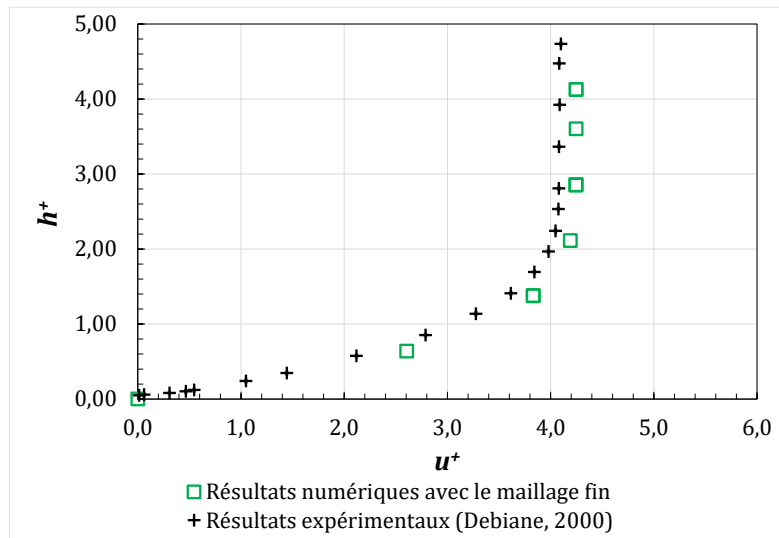



Figure 68 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse dans la direction verticale.

 *A ce stade de l'analyse, on note que le comportement physique du Carbopol, en tant que fluide non-newtonien à seuil, est bien représenté par le modèle numérique du point de vue de la vitesse.*

La Figure 69 propose une comparaison entre les courbes de remous numériques (courbe en pointillés verts) et expérimentales (croix noires). Dans la zone où l'écoulement tend vers un régime uniforme ($x^+ < 0,80$), la hauteur expérimentale vaut $h^+ = 4,73$ alors que la hauteur numérique est de $h^+ = 4,12$. Cela correspond à un écart relatif de l'ordre de 12,8 %. Cette région de l'écoulement correspond à la zone où les écarts sont les plus élevés. De façon plus générale, la hauteur numérique est toujours inférieure aux valeurs expérimentales sur toute la longueur du chenal. Près de la chute située à l'aval du chenal ($x^+ > 0,80$), l'écoulement est accéléré. La hauteur diminue graduellement et atteint la hauteur critique dans une section de l'écoulement près de la chute. Dans cette région, la courbe de remous numérique a tendance à se rapprocher des valeurs expérimentales.

Afin de compléter l'analyse, les courbes de remous sont également comparées avec le modèle analytique proposé par Piau (Piau, 1996). Ce modèle est une extension de la formulation des équations de Saint Venant (cf. Annexe 5). Il permet de prendre en compte l'influence des contraintes normales selon l'axe y due à la contrainte seuil. Les résultats du maillage fin sont assez proches de la hauteur déterminée par le modèle analytique dans la zone amont où l'écoulement est uniforme ($h^+ = 3,80$). L'écart est de - 8,7 %. Cependant, près de la chute à l'aval, le modèle analytique se rapproche davantage des résultats expérimentaux.

L'analyse est parachevée avec une comparaison de la hauteur normale (zone d'écoulement uniforme à l'amont du chenal) avec deux modèles analytiques proposés par Coussot (Coussot, 1994) et Burger (Burger *et al.*, 2010). Ces modèles ont été établis pour des cas d'écoulement à surface libre de fluides à seuil dans des canaux rectangulaires prismatiques (cf. Annexe 5). Le Tableau 12 présente les résultats de l'analyse comparative. On constate que les écarts avec les résultats numériques sont en moyenne de l'ordre de 11,7 % ; au maximum de 15 % avec le modèle de Coussot.

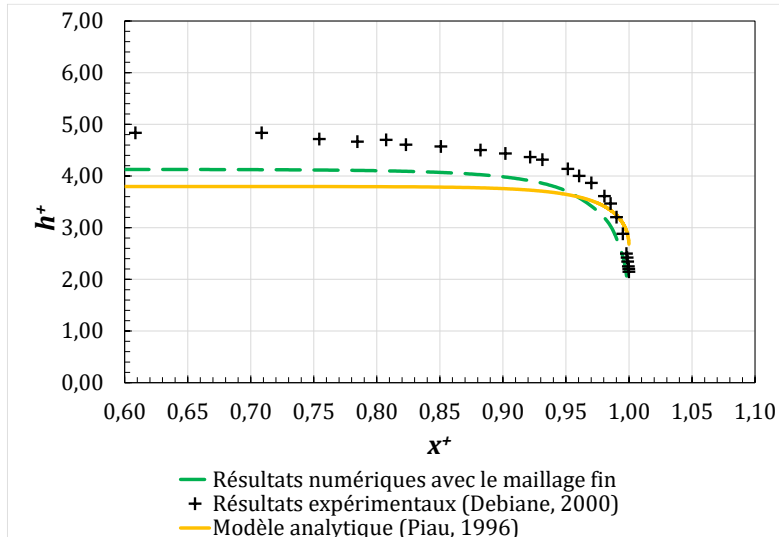


Figure 69 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : courbe de remous.

Tableau 12 : Comparaison des hauteurs normales numériques h^+ avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.

Résultat numérique	Modèle analytique de Coussot	Ecart numérique / Coussot	Modèle analytique de Burger	Ecart numérique / Burger
4,12	3,59	15,0 %	3,80	8,5 %

Sachant que le modèle numérique fournit une hauteur précise à 5 % près (incertitude numérique évaluée précédemment pour ce niveau de maillage), cela signifie qu'elle peut valoir *a minima* $h^+ = 3,92$. Dans ce cas de figure, les déviations sont réduites avec les modèles analytiques à 9,2 % (avec l'approche de Coussot) et 3,1 % (modèle de Burger).

En conclusion de cette analyse, retenons que le maillage fin reproduit les variations de hauteur dans le canal avec de faibles écarts par rapport à l'expérimental. Au maximum l'écart a été évalué à 12,8 %.

De façon générale, les faibles déviations observées entre le numérique et l'expérimental, ou entre le numérique et les modèles analytiques, traduisent une bonne capacité du code de calcul à représenter la physique des écoulements du point de vue de la hauteur pour cette typologie d'écoulement.

A présent, nous souhaitons investiguer la sensibilité des résultats aux paramètres rhéologiques car ils constituent une donnée d'entrée clé du modèle 3D.


Sensibilité à la rhéologie



Figure 70 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

Bien que l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux soit réduit avec l'utilisation du maillage fin, il subsiste des déviations non négligeables en termes de hauteur (cf. Figure 66). Pour l'analyse de sensibilité au maillage, la rhéologie employée (configuration N°0 dans le Tableau 10) correspond aux paramètres déterminés par ajustement des mesures rhéométriques et de la courbe théorique du modèle Herschel-Bulkley. La littérature (Debiane, 2000) indique que cet ajustement a été effectué au préalable de la mise en œuvre des écoulements dans le chenal.


Par la suite, au cours des expériences, les paramètres rhéologiques ont été réévalués. A partir des caractéristiques de l'écoulement observé dans le chenal, des lois de régime uniforme sont employées pour retrouver les valeurs de τ_c , K et n correspondantes. Un écart global d'environ 20 % est relevé entre l'évaluation des paramètres par mesures rhéométriques (avant l'expérimentation dans le canal) et par analyse des caractéristiques de l'écoulement (pendant l'expérimentation). Cet écart est plutôt raisonnable au regard des incertitudes liées aux mesures rhéométriques qui sont annoncées de l'ordre de 30 % (Debiane, 2000).

 *A première vue, cette valeur de 30 % d'incertitudes annoncé dans la littérature nous paraît importante. Habituellement, les mesures rhéométriques conduisent à des incertitudes prononcées plutôt sur la contrainte seuil τ_c et la consistance K . Il est peu fréquent d'obtenir une incertitude de cet ordre de grandeur pour l'indice d'écoulement n .*

Compte-tenu de ces observations, la sensibilité des résultats numériques a été jugée en modifiant les valeurs des trois paramètres rhéologiques du modèle Herschel-Bulkley. Le maillage utilisé pour la géométrie N°1 (pente d'écoulement de 4,9°) correspond au maillage fin. Chacun des trois paramètres rhéologiques (τ_c , K et n) subit une variation arbitraire de plus ou moins 30 % de sa valeur (relativement aux valeurs mesurées testées avec la configuration N°0). Lors les simulations, la viscosité de régularisation dans la régularisation bi-visqueuse est arbitrairement fixée avec une valeur de $\eta_{0^+} = 2,6 \times 10^4$ pour tous les calculs.

Les résultats de l'analyse de sensibilité à la rhéologie sont présentés de la manière suivante :

- **Etape 1** : nous évaluons seulement la sensibilité des résultats numériques à la rhéologie ;
- **Etape 2** : nous jugeons la sensibilité des modèles 1D retenus (Coussot, 1994; Burger *et al.*, 2010; Piau, 1996) aux mêmes variations rhéologiques, puis nous les comparons aux résultats numériques ;
- **Etape 3** : enfin les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats numériques.

 *Dans cette partie, la présentation des résultats a été restreinte : seules les courbes de remous et les hauteurs normales sont proposées au lecteur. Les profils de vitesse n'ont pas été traités.*

➤ **Etape 1 : sensibilité des résultats numériques à la rhéologie**

La première étape présente les résultats numériques obtenus en faisant varier indépendamment chacun des trois paramètres rhéologiques. Les Figure 71, Figure 72 et Figure 73 introduisent les courbes de remous numériques correspondant respectivement aux variations de ± 30 % réalisées sur la contrainte seuil, la consistance et l'indice d'écoulement.

Pour la contrainte seuil τ_c , on observe que globalement les résultats numériques sont plus sensibles à une augmentation de la contrainte qu'à la diminution de sa valeur. En effet, la courbe de remous numérique obtenue avec une contrainte augmentée de 30 % (courbe en pointillés verts sur la Figure 71) est la plus éloignée de celle correspondant à la rhéologie expérimentale (courbe en pointillés rouges sur la Figure 71) dans la zone où l'écoulement atteint le régime permanent uniforme. Dans ce cas, on relève que la hauteur normale (loin en amont de la chute) varie de + 8,5 % ($h^+ = 4,47$). Au contraire, en diminuant de 30 % la contrainte, les hauteurs numériques sont nettement inférieures (courbe en pointillés bleus sur la Figure 71) : la hauteur normale décroît de 6,8 % ($h^+ = 3,84$) par rapport à la configuration n°0 ($h^+ = 4,12$).

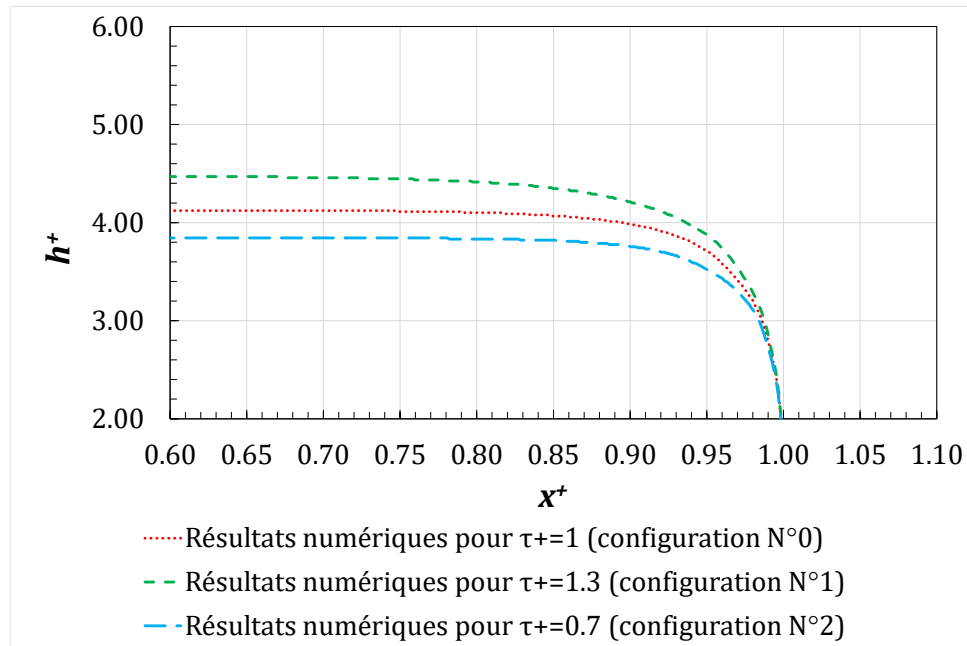


Figure 71 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : courbe de remous numériques.

Pour la consistance K , on note globalement une sensibilité plus marquée des résultats numériques que pour la contrainte seuil. En effet, les courbes numériques se distinguent de celle obtenue avec la rhéologie expérimentale (courbe en pointillés rouges sur la Figure 72), quel que soit la variation de K . Les résultats indiquent qu'augmenter de 30 % le paramètre K conduit à des hauteurs d'écoulement plus importantes (courbe en pointillés verts sur la Figure 72) ; de l'ordre de + 8,9 % pour la hauteur normale ($h^+ = 4,49$ contre $h^+ = 4,12$ avec la rhéologie expérimentale). L'écart est plus important quand K est diminué de 30 % (courbe en pointillés bleus sur la Figure 72). Les hauteurs numériques sont nettement inférieures à la simulation modélisant la rhéologie expérimentale. En termes de hauteur normale, celle-ci diminue de $h^+ = 4,12$ à $h^+ = 3,27$, soit une variation de - 20,7 %.

Enfin, les variations de l'indice d'écoulement engendrent les plus fortes variations en termes de hauteurs numériques. Augmenter de 30 % l'indice n (courbe en pointillés verts sur la Figure 73) provoque une élévation de la hauteur d'écoulement. En termes de hauteur normale, on passe de $h^+ = 4,12$ (simulation avec la rhéologie expérimentale ; courbe en pointillés rouges sur la Figure 73) à $h^+ = 4,70$, soit une déviation de + 14,0 %. La hauteur d'écoulement est diminuée avec un écart plus important quand n est réduit de 30 % (courbe en pointillés bleus sur la Figure 73). La hauteur normale vaut $h^+ = 3,14$, soit un écart de - 23,8 % par rapport à la rhéologie expérimentale.

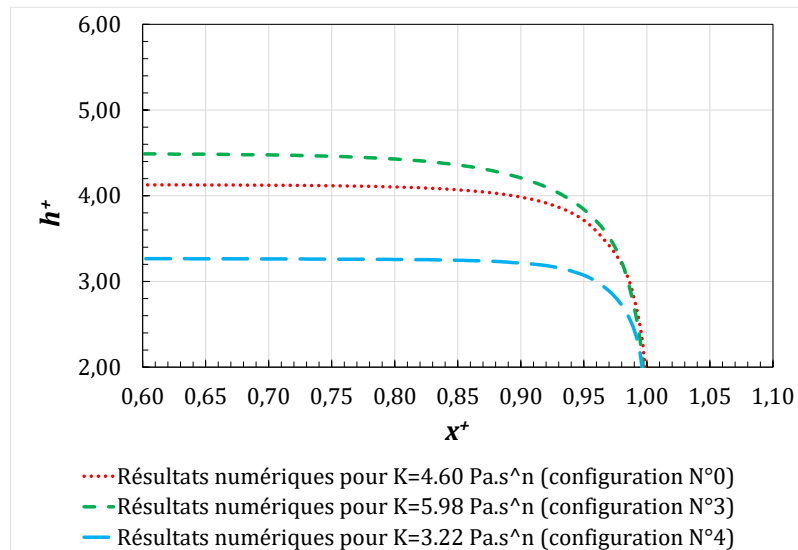


Figure 72 : Sensibilité à la consistance K : courbe de remous numériques.

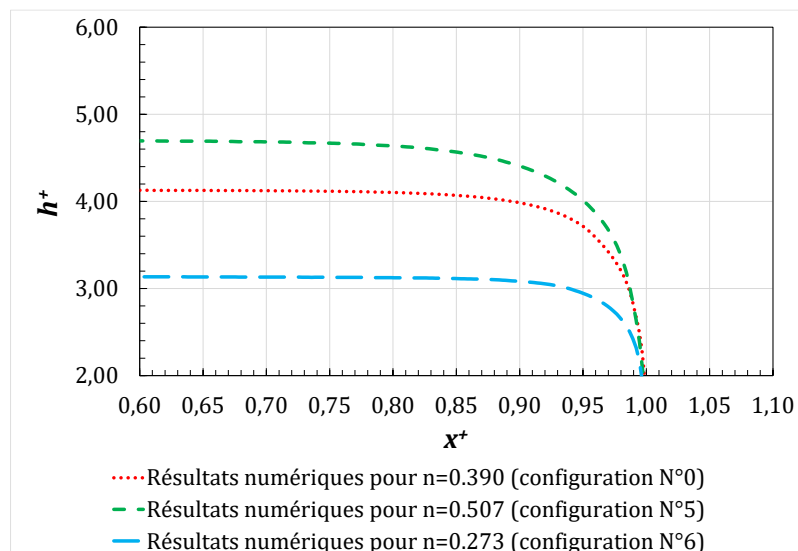


Figure 73 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : courbe de remous numériques.

Une synthèse des résultats en termes de hauteurs normales (hauteurs constantes loin en amont de la chute) est proposée par le Tableau 13. L'écart relatif a été déterminé par rapport à la simulation effectuée avec la rhéologie expérimentale.

Tableau 13 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales numériques h^+ .

	Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,84	4,12	4,47
Ecart par rapport à simulation avec la rhéologie expérimentale		- 6,8 %	-	+ 8,5 %
	Consistance K	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,27	4,12	4,49
Ecart par rapport à simulation avec la rhéologie expérimentale		- 20,7 %	-	+ 8,9 %
	Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,14	4,12	4,70
Ecart par rapport à simulation avec la rhéologie expérimentale		- 23,8 %	-	+ 14,0 %

En termes de hauteurs, les résultats numériques sont sensibles aux variations indépendantes des trois paramètres rhéologiques (τ_c , K , n). Ils diffèrent des résultats obtenus avec l'hypothèse de la rhéologie mesurée expérimentalement. Les déviations les plus fortes par rapport à la rhéologie expérimentale simulée sont observées quand l'indice d'écoulement n est modifié. Au contraire, les résultats numériques présentent une faible sensibilité aux variations de la contrainte seuil τ_c , en comparaison des deux autres paramètres (K et n).

➤ **Etape 2 : sensibilité des modèles analytiques 1D et comparaison aux résultats numériques**

La première confrontation entre résultats expérimentaux et numériques a été complétée par une comparaison avec les modèles analytiques de Piau (Piau, 1996), Coussot (Coussot, 1994) et Burger (Burger *et al.*, 2010). Ces modèles sont employés de nouveau dans le cadre de l'analyse de sensibilité à la rhéologie. En premier lieu, nous avons souhaité évaluer la sensibilité de ces modèles aux mêmes variations des trois paramètres rhéologiques (τ_c , K , n), avant toute comparaison avec les valeurs numériques.

Le modèle analytique de Piau est investigué. Les Figure 74, Figure 75, et Figure 76 introduisent les courbes de remous analytiques correspondant respectivement aux variations de $\pm 30\%$ réalisées sur la contrainte seuil, la consistance et l'indice d'écoulement. Une synthèse des résultats obtenus avec le modèle de Piau est proposée par le Tableau 14. L'écart relatif a été déterminé par rapport à la simulation effectuée avec la rhéologie expérimentale.

Tableau 14 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^+ déterminées avec le modèle analytique de Piau (Piau, 1996).

	Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,51	3,80	4,10
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 7,6 %		+ 7,9 %
	Consistance K	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,18	3,80	4,36
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 16,3 %		+ 14,7 %
	Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,11	3,80	4,51
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 18,2 %		+ 18,7 %

Le tracé des courbes de remous analytiques conduisent à des variations de hauteurs dont les tendances sont identiques à celles observées pour les résultats numériques, à savoir :

- quel que soit le paramètre rhéologie considéré, une augmentation de 30 % de sa valeur conduit à une élévation des hauteurs d'écoulement ; à l'inverse une diminution de la hauteur est relevée si le paramètre est réduit de 30 % ;
- quand la contrainte seuil τ_c est modifiée de $\pm 30\%$, la hauteur normale, déterminée par le modèle analytique, varie dans un intervalle de l'ordre de 16 % ;
- quand la consistance K est modifiée de $\pm 30\%$, la hauteur normale, déterminée par le modèle analytique, varie dans un intervalle de l'ordre de 31 % ;

- quand l'indice d'écoulement n est modifié de $\pm 30\%$, la hauteur normale, déterminée par le modèle analytique, varie dans un intervalle de l'ordre de 37% .

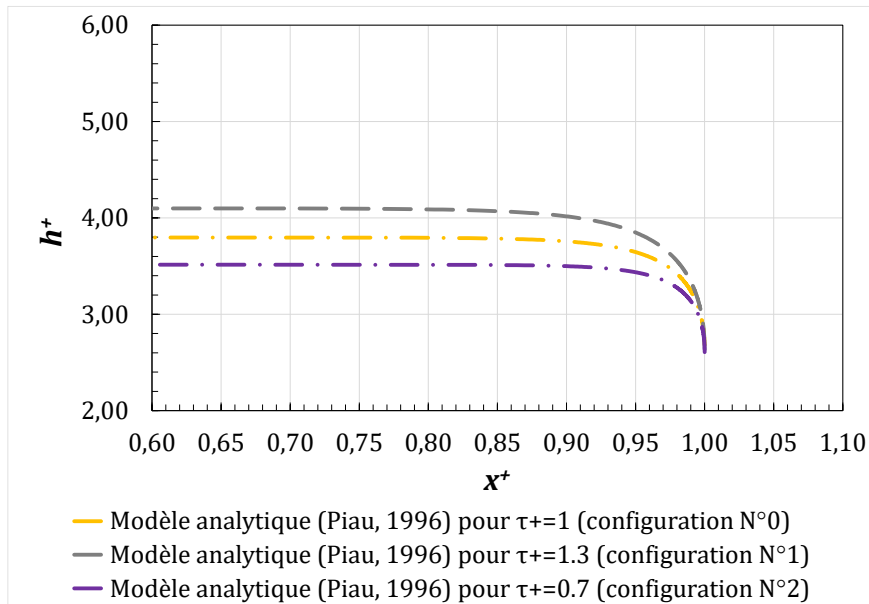


Figure 74 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).

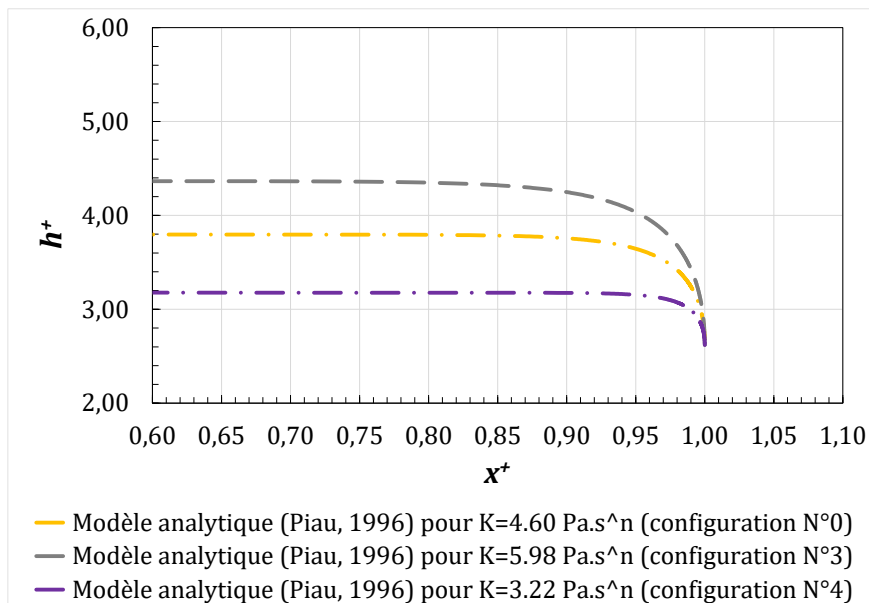


Figure 75 : Sensibilité à la consistance K : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).

Puis, les modèles analytiques de Burger et Coussot sont investigués séparément en modifiant la contrainte seuil, la consistance et l'indice d'écoulement selon le même degré de variabilité ($\pm 30\%$). Les Tableau 15 et Tableau 16 proposent une synthèse des résultats obtenus par modèle analytique. L'écart relatif a été déterminé par rapport à la simulation effectuée avec la rhéologie expérimentale.

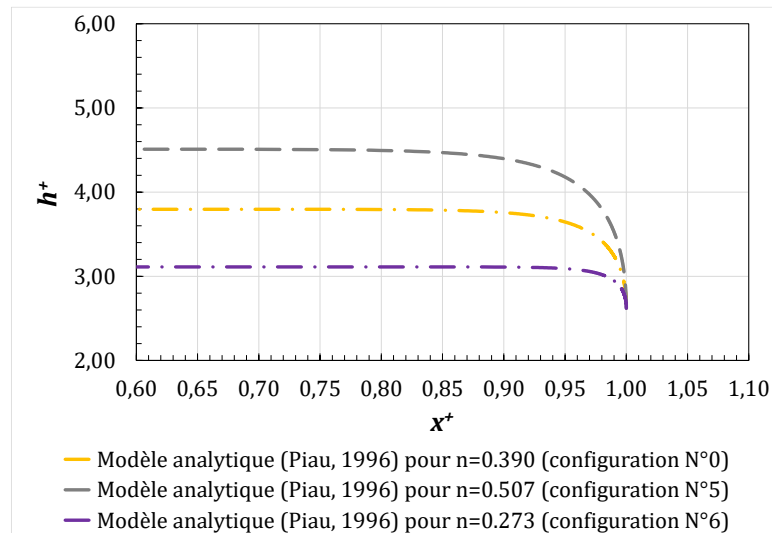


Figure 76 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).

Tableau 15 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^+ déterminées avec le modèle analytique de Coussot (Coussot, 1994).


	Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,42	3,59	3,82
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 4,7 %		+ 6,4 %
	Consistance K	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,33	3,59	3,91
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 7,2 %		+ 8,9 %
	Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,37	3,59	3,89
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 6,1 %		+ 8,4 %

Tableau 16 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^+ déterminées avec le modèle analytique de Burger (Burger *et al.*, 2010).

	Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,52	3,80	4,10
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 7,4 %		+ 7,9 %
	Consistance K	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,17	3,80	4,37
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 16,6 %		+ 15,0 %
	Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+ 30 %
h^+ analytique		3,11	3,80	4,51
Ecart par rapport à la rhéologie expérimentale		- 18,2 %		+ 18,7 %

L'analyse de sensibilité de ces deux modèles analytiques met en avant les points suivants. Quel que soit le modèle analytique mis en œuvre, lorsque le paramètre rhéologique est augmenté de 30 %, la hauteur croît, à l'inverse elle diminue quand une réduction de 30 % est appliquée sur le paramètre. Cette tendance est similaire à celle des résultats numériques et des valeurs obtenues avec le modèle de Piau. On note que le modèle de Burger présente des variations de hauteurs normales plus étendues qu'avec le modèle de Coussot. A titre d'exemple, quand l'indice d'écoulement n est modifié, le modèle de Burger conduit à des hauteurs normales comprises dans

un intervalle de 36,9 %. Cet intervalle est seulement de 14,5 % avec le modèle de Coussot. D'autre part, on remarque que le modèle de Burger a tendance à fournir des valeurs de hauteurs normales supérieures à celles déterminées avec le modèle de Coussot. On note néanmoins deux exceptions à cette observation : quand K et n sont diminués de 30 %.

 Les hauteurs normales ont été déterminées à partir des modèles analytiques de Piau, Coussot et Burger, en faisant varier la contrainte seuil, la consistance et l'indice d'écoulement de ± 30 % par rapport à la rhéologie expérimentale. Pour le modèle de Piau et de Burger, la plus forte sensibilité en termes de hauteurs a été relevée en modifiant l'indice d'écoulement. Le modèle de Coussot présente la sensibilité la plus élevée quand la consistance varie. La sensibilité la plus faible des modèles apparaît quand la contrainte seuil est modifiée.

Suite à l'analyse de sensibilité des modèles analytiques, une comparaison est désormais proposée avec les résultats numériques. Le Tableau 17 présente la comparaison entre les valeurs numériques et théoriques déterminées par les modèles de Coussot et Burger. L'écart relatif entre la valeur numérique et la valeur analytique a été déterminé selon la formulation de l'Équation (43) :


$$\delta = \frac{|valeur\ numérique - valeur\ analytique|}{valeur\ analytique} \quad \text{Équation (43)}$$

Remarque : Les courbes de remous numériques et analytiques (modèle de Piau) sont présentées en Annexe 7.

Tableau 17 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des hauteurs normales numériques h^+ avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.

Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique	3,84	4,12	4,47
h^+ analytique (Coussot, 1994)	3,42	3,59	3,82
Ecart numérique / modèle de Coussot	12,3 %	15,0 %	17,0 %
h^+ analytique (Burger <i>et al.</i> , 2010)	3,52	3,80	4,10
Ecart numérique / modèle de Burger	9,1 %	8,5 %	9,0 %
Consistance K	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique	3,27	4,12	4,49
h^+ analytique (Coussot, 1994)	3,33	3,59	3,91
Ecart numérique / modèle de Coussot	1,8 %	15,0 %	14,8 %
h^+ analytique (Burger <i>et al.</i> , 2010)	3,17	3,80	4,37
Ecart numérique / modèle de Burger	3,2 %	8,5 %	2,7 %
Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique	3,14	4,12	4,70
h^+ analytique (Coussot, 1994)	3,37	3,59	3,89
Ecart numérique / modèle de Coussot	6,8 %	15,0 %	20,8 %
h^+ analytique (Burger <i>et al.</i> , 2010)	3,11	3,80	4,51
Ecart numérique / modèle de Burger	1,0 %	8,5 %	4,2 %

Globalement, on relève un écart moyen de l'ordre de 13,1 % entre les résultats numériques et les hauteurs déterminées avec le modèle analytique de Coussot. Cet écart est réduit à environ 6,1 % avec le modèle de Burger.


 L'analyse montre que les hauteurs numériques issues du modèle 3D présentent un écart moyen de l'ordre de 9,6 % avec les modèles analytiques de Coussot ou Burger. L'écart maximal a été constaté avec le modèle de Coussot : un écart de 20,8 % est relevé quand l'indice d'écoulement n est augmenté de 30 %.

➤ **Etape 3 : comparaison des résultats numériques avec l'expérimental**

La troisième étape de l'analyse de sensibilité présente la comparaison entre les valeurs expérimentales et les résultats numériques, obtenus en faisant varier la rhéologie.

Les Figure 77, Figure 78 et Figure 79 présentent la comparaison numérique / expérimental en termes de courbes de remous.

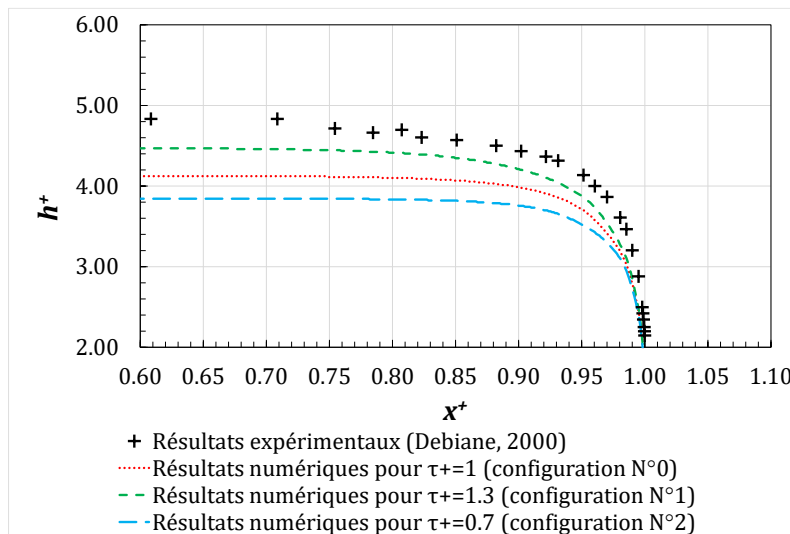


Figure 77 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.

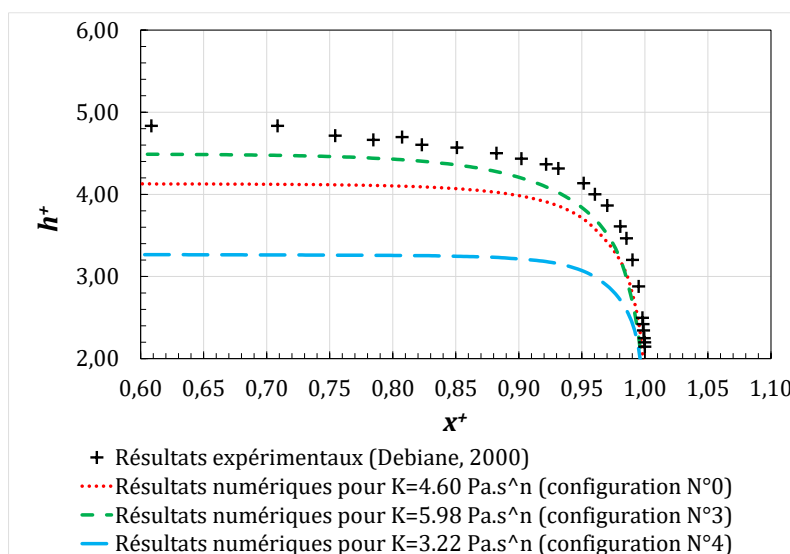


Figure 78 : Sensibilité à la consistance K : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.

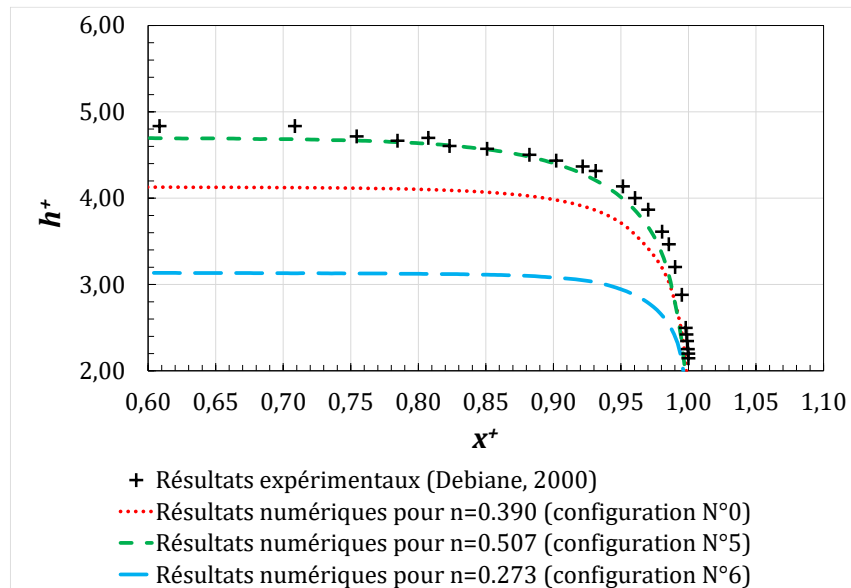


Figure 79 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.

Le Tableau 18 présente la comparaison numérique / expérimental en termes de hauteurs normales (hauteurs constantes loin en amont de la chute).

Tableau 18 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des hauteurs normales numériques h^+ avec l'expérimental.

	Contrainte seuil τ_c	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,84	4,12	4,47
h^+ expérimental		4,73	4,73	4,73
Ecart numérique / expérimental		18,8 %	12,8 %	5,5 %
	Consistance K	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,27	4,12	4,49
h^+ expérimental		4,73	4,73	4,73
Ecart numérique / expérimental		30,8 %	12,8 %	5,0 %
	Indice d'écoulement n	- 30 %	-	+30 %
h^+ numérique		3,14	4,12	4,70
h^+ expérimental		4,73	4,73	4,73
Ecart numérique / expérimental		33,6 %	12,8 %	0,5 %

La Figure 80 synthétise les écarts entre les hauteurs normales numériques et la valeur expérimentale. L'axe des ordonnées correspond à l'écart relatif δ entre les deux valeurs (cf. Équation (43)). D'autre part, la sensibilité des résultats numériques aux variations de la rhéologie est représentée par l'axe des abscisses. Il représente la variation relative de la hauteur numérique (valeur obtenue en modifiant la rhéologie de $\pm 30\%$) par rapport à la hauteur numérique obtenue avec la rhéologie expérimentale (valeur avec la configuration n°0).

Cette variation relative Δ est déterminée à partir de l'expression fournie par l'Équation (44) :

$$\Delta = \frac{|h_n(\text{rhéologie modifiée})_{3D} - h_n(\text{rhéologie expérimentale})_{3D}|}{h_n(\text{rhéologie expérimentale})_{3D}} \quad \text{Équation (44)}$$

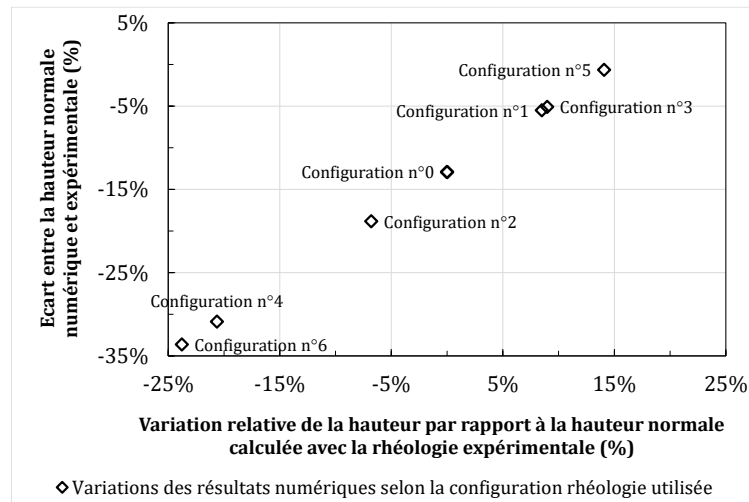



Figure 80 : Sensibilité à la rhéologie : variations des résultats numériques.

Les hauteurs d'écoulement numériques, obtenues en modifiant la valeur de la contrainte seuil dans le modèle, demeurent constamment inférieures aux mesures expérimentales. Au mieux, le modèle sous-estime la hauteur normale de 5,5 % par rapport à l'expérimental. Les résultats numériques sont plus sensibles, en termes de hauteur, aux variations de la consistance K . Cela conduit à un écart avec l'expérimental plus petit qu'avec la contrainte seuil. En effet, l'augmentation de 30 % du paramètre K conduit à une sous-estimation de la hauteur normale de 5,0 % par rapport à la valeur mesurée. De plus, dans cette configuration, on constate que la courbure de la surface libre (courbe en pointillés verts sur la Figure 78) est relativement proche de la mesure expérimentale au voisinage de la chute. Les tests de sensibilité menés sur l'indice d'écoulement n conduisent aux plus grandes variations de hauteur. La Figure 79 montre, qu'avec une valeur de n augmentée de 30 % ($n = 0,507$), l'allure de la courbe de remous numérique est très proche de l'expérimental. Ces faibles écarts sont notamment relevés près de la chute aval où le fluide est accéléré. Cette observation suggère que le modèle numérique est relativement précis dans cette zone de l'écoulement, pour cette hypothèse rhéologique. Il est également noté que l'écart en termes de hauteur normale est inférieur à 1 % par rapport à la valeur expérimentale, ce qui est très satisfaisant.

 En conclusion de l'analyse de sensibilité à la rhéologie, les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux sont fortement diminués lorsque le jeu de paramètres rhéologiques utilisé correspond à une augmentation de 30 % de la valeur de l'indice d'écoulement n . En conséquence, l'investigation du modèle numérique est prolongée par la suite en conservant cette configuration rhéologique, notamment pour la recherche des zones rigides et zones liquides.

Seconde comparaison avec une autre pente

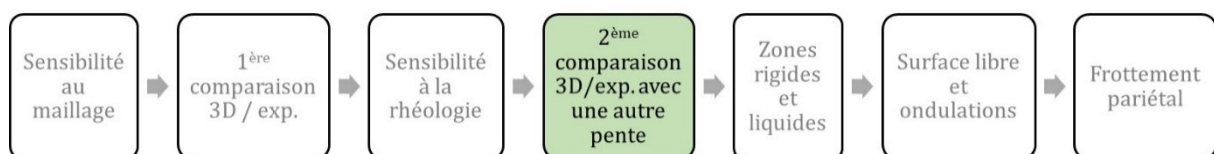


Figure 81 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

La géométrie N°1 a été mise en œuvre pour l'analyse de sensibilité au maillage et à la rhéologie. Elle correspond à une pente de $4,9^\circ$ du canal. L'influence de la pente a été investiguée en simulant un canal à $2,4^\circ$ (géométrie N°2). Dans la mesure où l'analyse précédente a montré que les résultats obtenus avec une augmentation de 30 % de l'indice d'écoulement étaient les plus proches des expériences, ce paramétrage a été conservé pour cette analyse.

Les résultats sont présentés en termes de profil de vitesse (cf. Figure 294 en Annexe 8), de courbe de remous (cf. Figure 82) et de hauteur normale (cf. Tableau 19). Les résultats obtenus sont proches des données expérimentales notamment en termes de hauteur comme le montre le tracé de la courbe de remous (cf. Figure 82). La courbe de remous numérique possède une courbure très proche de la surface libre réelle expérimentale, en particulier près de la chute à l'aval du canal quand le régime d'écoulement est graduellement varié.

On constate néanmoins que le modèle numérique a tendance à sous-estimer la hauteur normale ($h^+ = 3,96$), loin en amont de la chute, par rapport à la mesure expérimentale ($h^+ = 4,20$). L'écart est de 5,7 % pour la hauteur normale. En tenant compte de l'incertitude numérique évaluée pour le maillage fin (5 %), la hauteur peut valoir au maximum $h^+ = 4,16$. Dans ce cas de figure, les déviations avec l'expérimental sont réduites à 1,0 %. En ce qui concerne la vitesse, le modèle numérique a tendance à surestimer la vitesse maximale de 14,4 % sur le profil vertical (cf. Figure 294 en Annexe 8). L'analyse de sensibilité au maillage (cf. chapitre 4.2.3.2) a évalué l'incertitude numérique sur la vitesse maximale à 7 % pour le maillage fin. En tenant compte de cette incertitude sur la valeur numérique obtenue, la vitesse maximale peut valoir a minima $u^+ = 2,22$; soit un écart avec l'expérimental réduit à 6,4 %.

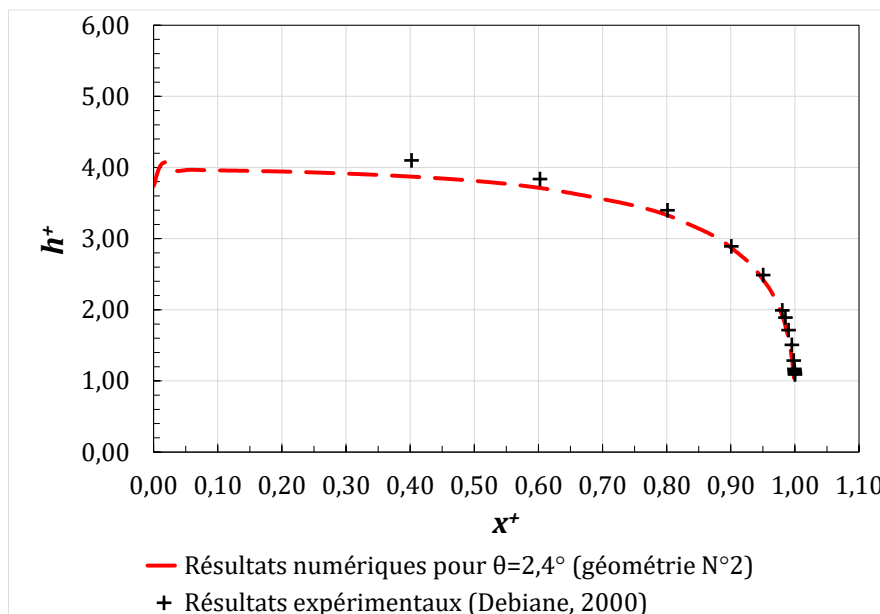



Figure 82 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.

L'analyse est complétée avec une comparaison avec les modèles analytiques de Coussot et Burger. Le Tableau 19 synthétise les résultats de cette comparaison. On constate que les écarts avec les résultats numériques sont en moyenne de l'ordre 13,6% ; au maximum de 23,0 % avec le modèle de Coussot.

Tableau 19 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des hauteurs normales numériques h^+ avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.

Résultat numérique	Modèle analytique de Coussot	Ecart numérique / Coussot	Modèle analytique de Burger	Ecart numérique / Burger
3,96	3,22	23,0 %	3,80	4,2 %

La précision des résultats numériques et les écarts qu'ils présentent avec les données expérimentales confortent et valident les conclusions des analyses de sensibilité effectuées préalablement.

 *Le maillage fin et l'hypothèse d'une augmentation de 30 % de l'indice d'écoulement conduit à une représentation fidèle du comportement du fluide à seuil dans le canal. Cette configuration est conservée pour investiguer la position des interfaces séparant les zones liquides des zones rigides au sein de l'écoulement.*

Investigations des zones rigides et liquides

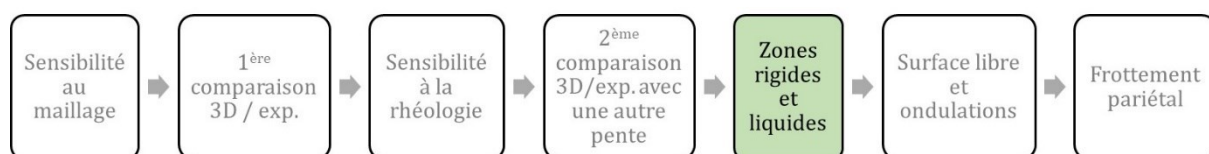



Figure 83 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

 *L'état de l'art a mis en évidence que les modèles régularisés n'étaient pas adaptés à la détection des zones rigides et liquides. Toutefois, nous ne souhaitons pas négliger cet aspect dans nos travaux. Cette partie s'attache à apporter des éléments de réponse partiels au lecteur compte-tenu du choix retenu vers les modèles régularisés. L'analyse permet notamment d'évaluer la capacité de la régularisation à identifier la position des zones rigides et liquides au sein de l'écoulement.*

Pour rappel, un fluide non-newtonien à seuil se distingue par un comportement dual (Freydier *et al.*, 2017). Si la contrainte subie par le fluide est inférieure à la contrainte seuil, celui présente un comportement solide et demeure rigide. Dans le cas contraire, le fluide est cisailé et il se met en mouvement avec un comportement liquide. Dans ce paragraphe, la position des interfaces de transition entre les zones rigides et liquides dans l'écoulement est investiguée. Pour ce faire, l'analyse propose et compare trois approches afin de délimiter ces interfaces de transition :

- Approche n°1 : critère fondé sur une viscosité de transition
- Approche n°2 : critère fondé sur l'analyse des champs de vitesse
- Approche n°3 : critère fondé sur l'analyse du champ de contrainte

L'objectif est de juger la pertinence de chaque approche et sa validité. Cette dernière est jugée en comparant les résultats obtenus pour chaque approche avec la théorie développée par Piau (Piau, 1996). Ce choix a été retenu à défaut de ne pas pouvoir comparer les résultats à des valeurs expérimentales, manquantes pour les expériences de Debiane (Debiane, 2000).

➤ **Approche n°1 : critère fondé sur une viscosité de transition**

Considérant la régularisation bi-visqueuse employée dans le code de calcul pour représenter le comportement d'un fluide à seuil (cf. chapitre 3.6), on propose l'utilisation d'un critère basé sur une viscosité de transition, notée η_T , pour marquer le passage du régime rigide vers le régime liquide du matériau. Ce critère de viscosité de transition est défini par l'Équation (45) :

$$\eta_T = K \cdot n \cdot \left(\frac{\tau_c}{\eta_0}\right)^{n-1} \quad \text{Équation (45)}$$

avec η_T (Pa.s), la viscosité de transition, K (Pa.sⁿ), la consistance, n , l'indice d'écoulement, τ_c (Pa), la contrainte seuil, et η_0 (Pa.s), la viscosité de régularisation utilisée dans la régularisation bi-visqueuse. La démonstration de l'expression présentée par l'Équation (45) est proposée en Annexe 9.

En traçant au centre du chenal ($b^+ = 0$) les profils de viscosité dans la direction verticale, à une distance x^+ donnée, on peut supposer que la transition entre les deux zones (rigide et liquide) correspond à la hauteur pour laquelle la viscosité atteint la valeur de η_T . En répétant cette approche le long de l'axe de symétrie central du canal ($b^+ = 0$), l'interface de transition est identifiée en traçant une courbe reliant tous les points de transition identifiés sur chaque profil vertical de viscosité. Une analyse de sensibilité des résultats a été menée en modifiant la viscosité de régularisation η_0 dans la régularisation rhéologique. Dès lors, la viscosité de transition évolue pour chaque test de sensibilité compte-tenu de l'expression présentée par l'Équation (45). Les cinq valeurs de η_0 testées sont les suivantes (exprimées sous leur forme adimensionnelle) : $\eta_{0^+} = 3,0 \times 10^3$; $\eta_{0^+} = 2,6 \times 10^4$; $\eta_{0^+} = 2,6 \times 10^5$; $\eta_{0^+} = 2,6 \times 10^6$ et $\eta_{0^+} = 1,2 \times 10^7$. Les autres paramètres rhéologiques ont été fixés d'après la configuration validée précédemment ($\tau^+ = 1,0$; $K = 4,60$; $n = 0,507$). A titre d'exemple, les résultats sont présentés par la Figure 84 pour la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$) et pour $\eta_{0^+} = 3,0 \times 10^3$. Les résultats des quatre autres tests sont fournis en Annexe 10.

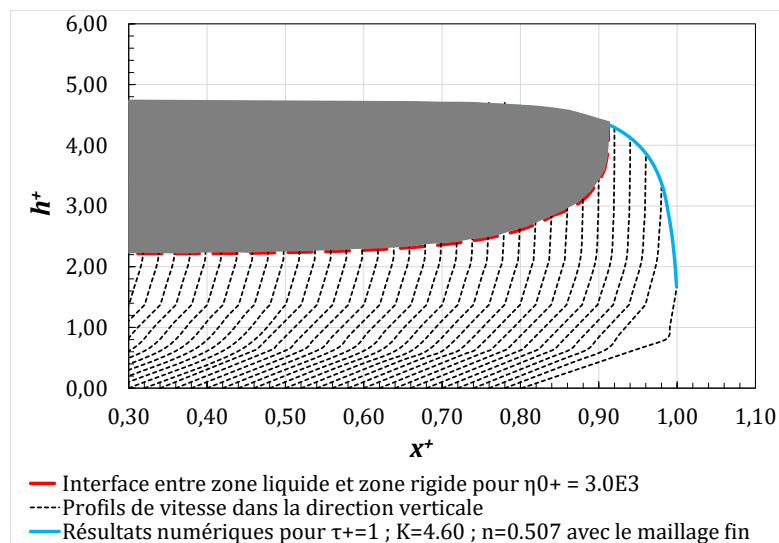


Figure 84 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_{0^+} = 3,0 \times 10^3$.

Pour chaque représentation, la courbe rouge en pointillés représente la viscosité de transition et marque la séparation entre la zone liquide et la zone rigide (partie grisée). Les courbes noires en pointillés et les lignes bleues correspondent respectivement aux profils de vitesse selon l'axe vertical (axe z) et aux courbes de remous (surface libre de l'écoulement). L'interface de transition qui sépare la zone rigide de la zone liquide cisailée évolue selon la valeur de viscosité de régularisation retenue dans la régularisation bi-visqueuse. Pour chaque test de sensibilité, la région rigide (*plug zone*) est observée dans la partie supérieure de l'écoulement. Ces résultats sont cohérents avec les caractéristiques de ce type d'écoulement, décrites dans la littérature (Cousso, 1994; Balmforth & Craster, 1999).

On note que lorsque la viscosité de régularisation augmente, la région rigide a tendance à reculer vers l'amont du chenal et son épaisseur se réduit. La forme des zones rigides obtenues numériquement est également proche de celle décrite théoriquement par Piau (Piau, 1996). Les contraintes normales diminuent de l'aval (chute) vers l'amont, jusqu'à atteindre un point où l'interface de transition rencontre la courbe de remous représentative de la surface libre. Ce point de jonction est observé à $x^+ = 0,92$ pour $\eta_0^+ = 3,0 \times 10^3$, $x^+ = 0,84$ pour $\eta_0^+ = 2,6 \times 10^4$, à $x^+ = 0,74$ pour $\eta_0^+ = 2,6 \times 10^5$, à $x^+ = 0,64$ pour $\eta_0^+ = 2,6 \times 10^6$, et à $x^+ = 0,54$ pour $\eta_0^+ = 1,2 \times 10^7$. A l'aval de ces points de jonction, le matériau s'écoule parce qu'il est cisailé et étiré. A l'amont de ces points, la hauteur d'écoulement est équivalente à la hauteur pour un régime uniforme. L'épaisseur de la zone rigide croît graduellement vers l'amont jusqu'à atteindre les propriétés de l'écoulement uniforme. A ce moment, seules les contraintes de cisaillement agissent. Les contraintes normales sont nulles. L'écoulement dans la zone graduellement variée (près de la chute à l'aval) est à la fois cisailé et étiré.

D'après les résultats des cinq tests présentés plus haut, on note que la variation de la hauteur dans la direction de l'écoulement est identique d'un test à l'autre. En effet, les courbes de remous restent inchangées quel que soit la valeur de viscosité de régularisation choisie dans la régularisation. Le même constat est établi concernant les profils de vitesse dans la direction verticale. La Figure 85 les illustre pour les cinq valeurs de η_0 utilisées, pour une distance de $x^+ = 0,60$.

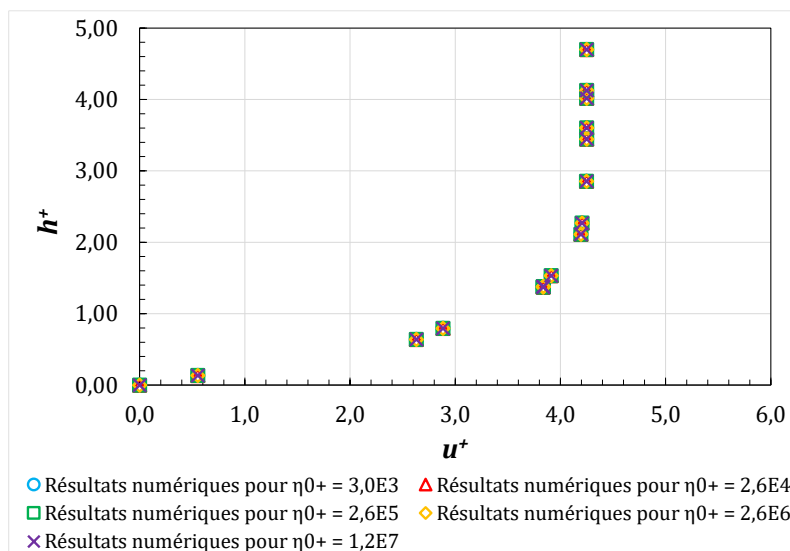


Figure 85 : Sensibilité à la viscosité de régularisation : profils de vitesse à $x^+ = 0,60$.

On constate effectivement que modifier la valeur de viscosité de régularisation dans la régularisation n'engendre aucune modification du champ de vitesse, aussi bien en termes d'intensité que de distribution selon la verticale de l'écoulement.

Les résultats (cf. Figure 84, Figure 296, Figure 297, Figure 298 et Figure 299) font apparaître une courbure marquée des profils de vitesse au voisinage de la chute à l'aval du canal ($x^+ > 0,90$). Cela traduit la présence d'une accélération locale de l'écoulement. Dans cette région, la contrainte de cisaillement à la paroi augmente graduellement ce qui provoque l'étirement du matériau.

Ce phénomène est mis en évidence par la Figure 86. L'évolution de la contrainte de cisaillement à la paroi numérique est représentée dans le sens de l'écoulement pour $\eta_{o^+} = 3,0 \times 10^3$. La valeur de la contrainte de cisaillement à la paroi est d'environ $\tau^+ = 4,0$ dans la région où le régime est uniforme. Puis à partir de $x^+ = 0,95$, son intensité augmente jusqu'à atteindre un maximum d'environ $\tau^+ = 5,6$ au droit de la chute aval. Dans le but de valider l'ordre de grandeur des résultats numériques (courbe rouge en pointillés), une comparaison est effectuée avec le modèle analytique (courbes verte, jaune et violette en pointillés) proposé par Coussot (Coussot, 1994).

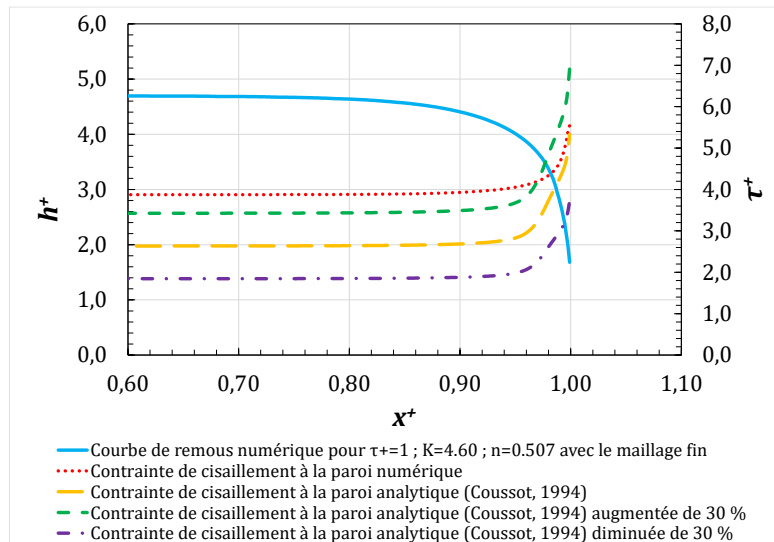


Figure 86 : Comparaison entre la contrainte de cisaillement à la paroi numérique pour $\eta_{o^+} = 3,0 \times 10^3$ et la contrainte de cisaillement à la paroi analytique (Coussot, 1994).

A première vue, la détection des interfaces de transition entre zones rigide et liquide est envisageable avec l'utilisation d'un critère basé sur une viscosité de transition. Cependant, les résultats obtenus mettent en évidence que le champ de viscosité dans le domaine de calcul reste identique malgré le changement de valeur de la viscosité de régularisation dans la régularisation rhéologique.

Cela s'observe en traçant l'évolution de la viscosité selon l'axe vertical pour une distance donnée (cf. Figure 87) pour chaque test effectué. On constate que la viscosité augmente du fond du canal vers la surface libre. Ce résultat est cohérent avec la présence d'une région rigide dans la partie supérieure de l'écoulement, près de la surface libre. La viscosité atteint, pour chaque test de sensibilité sur η_0 , la même valeur maximale, soit $\eta^+ = 5,1 \times 10^3$, sauf quand la viscosité de régularisation vaut $\eta_{o^+} = 3,0 \times 10^3$. Dans ce cas, le profil vertical de viscosité diffère des autres tests à partir d'une hauteur de $h^+ = 2,20$ et la valeur maximale atteinte est de $\eta^+ = 2,2 \times 10^3$.

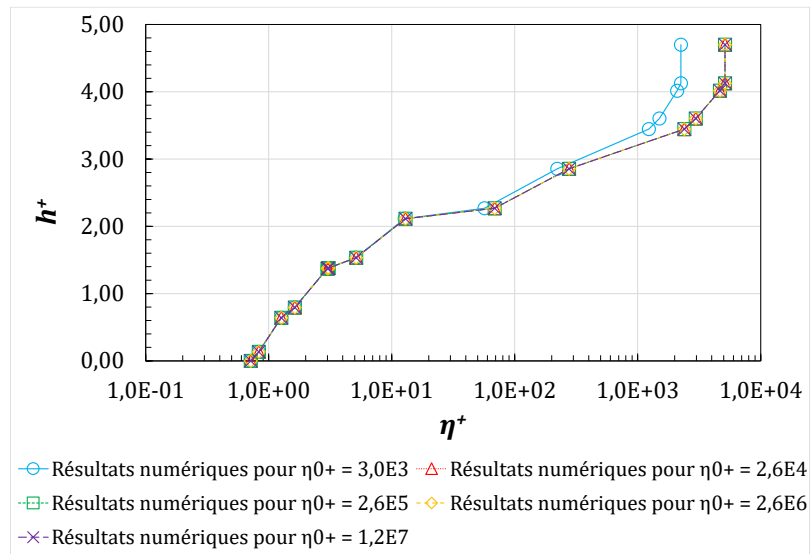


Figure 87 : Sensibilité à la viscosité de régularisation : profils de viscosité à $x^* = 0,60$.

En fait, la valeur maximale que le champ de viscosité peut atteindre dans le domaine de calcul est entièrement dépendante de la valeur de viscosité de régularisation η_0 renseignée dans la régularisation bi-visqueuse du code de calcul. Bien évidemment, la valeur maximale dépend des caractéristiques locales de l'écoulement (vitesse, cisaillement) mais le paramètre de régularisation η_0 agit comme un seuil de coupure arbitraire sur le champ de viscosité.

Ce constat met donc en avant une limite à l'utilisation des modèles régularisés tels que le modèle bi-visqueux proposé par Tanner et Milthorpe (Tanner & Milthorpe, 1983).

Ainsi le critère de détection basé sur le concept d'une viscosité de transition que nous avons proposé initialement n'est pas approprié puisqu'il est pleinement dépendant de la valeur arbitraire fixée pour η_0 dans la régularisation numérique. L'approche n°1 n'est donc pas retenue comme méthode pour identifier la position spatiale des interfaces de transition entre zones rigide et liquide au sein de l'écoulement du fluide à seuil. Une seconde approche est suggérée pour répondre à cet objectif.

➤ **Approche n°2 : critère fondé sur l'analyse des champs de vitesse**

La distribution verticale du champ de vitesse (cf. Figure 65, Figure 85 et Figure 294) met en évidence les deux régions caractéristiques d'un écoulement d'un fluide à seuil.

Une interface rigide/liquide peut être identifiée en supposant que la région rigide est atteinte pour une hauteur correspondant à un gradient de vitesse tendant vers une valeur très proche de zéro. Ainsi, le point de transition doit être atteint quand l'intensité de la vitesse est très proche de son maximum. Dans notre cas, nous supposons que la transition est établie quand la vitesse atteint 99 % de sa valeur maximale. Dès lors, il est possible de déterminer la hauteur au sein de l'écoulement correspondant à cette condition. En répétant cette opération le long de l'axe de symétrie central longitudinal du canal, l'interface apparaît en reliant les points de transition identifiés pour chaque profil vertical de vitesse.

La Figure 88 présente à titre d'exemple les résultats numériques obtenus pour le test numérique où la régularisation a été paramétrée avec $\eta_0^+ = 1,2 \times 10^7$. La courbe rouge en pointillés représente l'interface de transition entre zone liquide et zone rigide (partie grisée). Les courbes noires en pointillés et la ligne bleue correspondent respectivement aux profils de vitesse selon l'axe vertical (axe z) et à la courbe de remous (surface libre de l'écoulement).

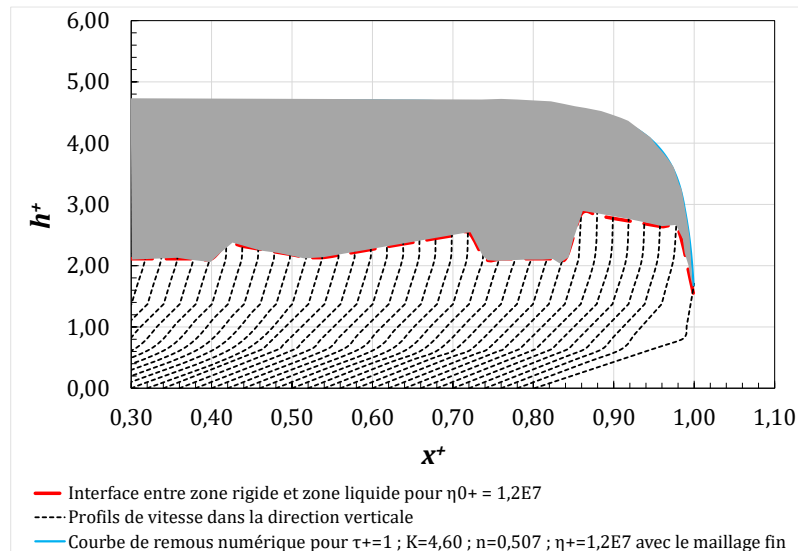



Figure 88 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur l'analyse des profils de vitesse : résultats pour $\eta_0^+ = 1,2 \times 10^7$.

L'interface varie de manière irrégulière au sein de l'écoulement selon la distance. La position de la zone rigide est cohérente avec la théorie (Balmforth & Craster, 1999; Coussot, 1994; Piau, 1996) car elle se situe dans la partie supérieure de l'écoulement près de la surface libre. Mais l'identification de la transition liquide/rigide à partir des profils de vitesse ne conduit pas à une délimitation claire et précise. La forme de l'interface est en adéquation avec la littérature (Coussot, 1994; Piau, 1996) qui indique que la transition de la zone liquide vers la zone rigide ne peut être identifiée le long d'un profil de vitesse vertical uniquement si l'écoulement s'effectue en régime permanent uniforme. Dans notre configuration numérique, cette condition n'est rencontrée seulement dans la partie amont du canal. Près de la chute aval, l'écoulement est graduellement varié et il n'est plus possible d'extraire la position du point de transition de la même façon.

 *Tout comme l'approche n°1, cette seconde approche n'est pas retenue pour identifier la position spatiale des interfaces entre zones rigides et zones liquides au sein de l'écoulement. Une troisième méthode a été investiguée pour tenter de lever ce verrou.*

➤ **Approche n°3 : critère fondé sur l'analyse du champ de contrainte**

Les méthodes proposées dans les approches n°1 et n°2 n'ont pas permis de délimiter de manière fiable la position des interfaces rigide/liquide.

L'approche n°3 se fonde sur l'utilisation d'un critère basé sur le champ de contrainte pour pointer la transition. Le champ de contrainte est calculé à l'issue des simulations dans le domaine de calcul. Pour ce faire, l'utilitaire *stressComponents* est employé pour obtenir les composantes du

tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, calculées à partir des gradients de vitesse. La représentation du champ de contrainte est faite par la suite en employant le deuxième invariant du tenseur des contraintes défini selon l'expression suivante :

$$|\underline{\underline{\sigma}}| = \sqrt{\frac{1}{2} II_{\underline{\underline{\sigma}}}} = \sqrt{\frac{\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{yy}\sigma_{zz} + \sigma_{zz}\sigma_{xx} - \sigma_{xy}^2 - \sigma_{xz}^2 - \sigma_{yz}^2}{2}} \quad \text{Équation (46)}$$

avec $\underline{\underline{\sigma}}$ (Pa), le tenseur des contraintes, σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} (Pa), les contraintes normales, et σ_{xy} , σ_{xz} , σ_{yz} (Pa), les contraintes de cisaillement. Dès lors, on peut relier tous les points prenant la valeur de la contrainte seuil (ici $\tau_c = 7,5$ Pa) le long de l'axe de symétrie central longitudinal du canal afin de faire apparaître l'interface de transition. Cette méthode a été appliquée en utilisant les cinq valeurs de viscosité de régularisation η_0 précédemment testées dans la régularisation.


Les résultats sont présentés par la Figure 89 pour $\eta_0^+ = 3,0 \times 10^3$ et par la Figure 90 pour les autres valeurs de η_0^+ .

La région rigide (partie grisée) apparaît toujours dans la partie supérieure de l'écoulement, comme cela a été constaté avec les approches n°1 et n°2. Sa forme et sa taille varient lorsque la valeur de la viscosité de régularisation est modifiée. Toutefois, on constate qu'au-delà d'une valeur de viscosité de régularisation de $\eta_0^+ = 2,6 \times 10^4$, la région rigide n'est plus modifiée comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 90.

Au regard de ces résultats, le critère de la contrainte seuil semble être le plus approprié pour délimiter l'interface de transition zone liquide/zone rigide. Néanmoins, la position de l'interface est sensible à la valeur prise par le paramètre de régularisation, particulièrement quand la valeur de celui-ci est basse.

Dès lors, il convient ici de recommander l'usage d'une valeur haute de η_0^+ dans le code de calcul afin de minimiser son impact sur les résultats numériques. En premier abord, le choix d'une valeur de η_0^+ supérieure à $1,0 \times 10^7$ nous paraît être adapté pour respecter cette condition compte-tenu des résultats obtenus.

Cette troisième approche est retenue en comparaison des deux autres basées sur la viscosité de transition et les champs de vitesse. Elle sera investiguée dans d'autres tests numériques, à savoir les expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) et de Luu (Luu *et al.*, 2015), respectivement aux chapitres 4.4 et 4.3, afin de juger de sa validité et de sa représentativité.

 *L'investigation des zones liquides et rigides, présentée dans ce paragraphe, a mis en évidence la difficulté à positionner avec fidélité l'interface de transition, notamment du fait de la régularisation de la loi de comportement dans le code de calcul et de l'intervention du paramètre numérique η_0 . De plus, il n'a pas été possible de comparer les résultats numériques obtenus à des données expérimentales représentant la position réelle d'interfaces de transition.*

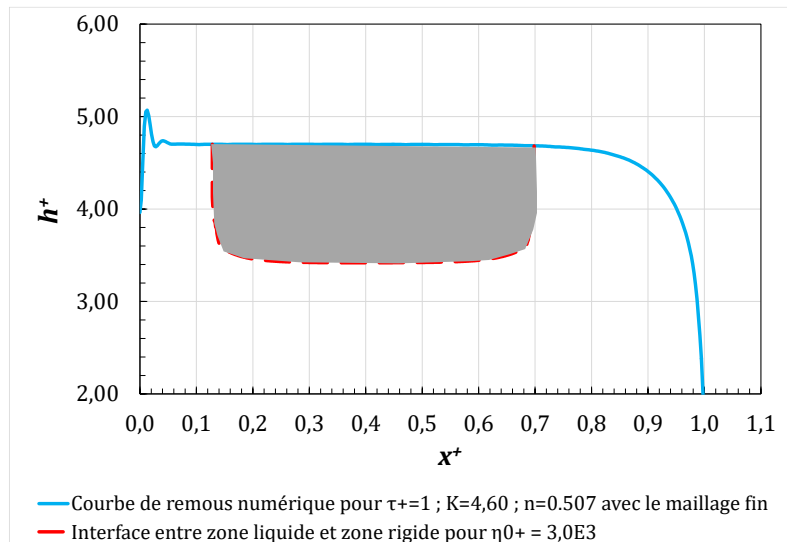


Figure 89 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour $\eta_0+ = 3,0 \times 10^3$.

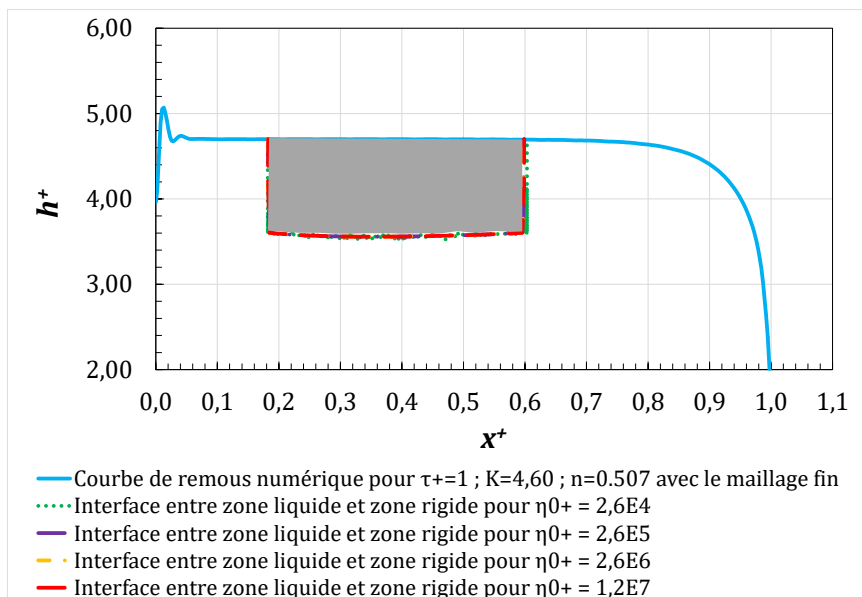


Figure 90 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour $\eta_0+ = 2,6 \times 10^4$, $\eta_0+ = 2,6 \times 10^5$, $\eta_0+ = 2,6 \times 10^6$ et $\eta_0+ = 1,2 \times 10^7$.

Représentation de la surface libre et gestion des ondulations de surface

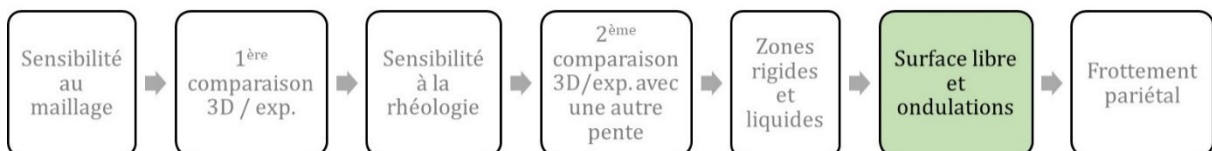


Figure 91 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

Le post-traitement des simulations a mis en évidence la présence d'ondulations non négligeables au niveau de la surface libre de l'écoulement. L'amplitude maximale des oscillations a été constatée au milieu du canal : elle atteint 6,5 mm, soit environ 17,6 % de la hauteur normale numérique ($h = 36,9$ mm) obtenue avec le maillage fin.

Ces ondulations sont illustrées par la Figure 92 et la Figure 93.

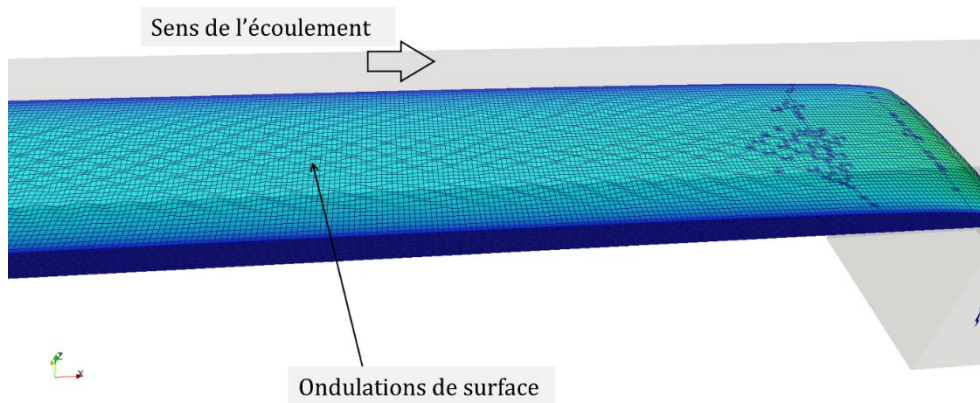


Figure 92 : Visualisation des ondulations au niveau de la surface libre de l'écoulement (vue latérale du canal modélisé).

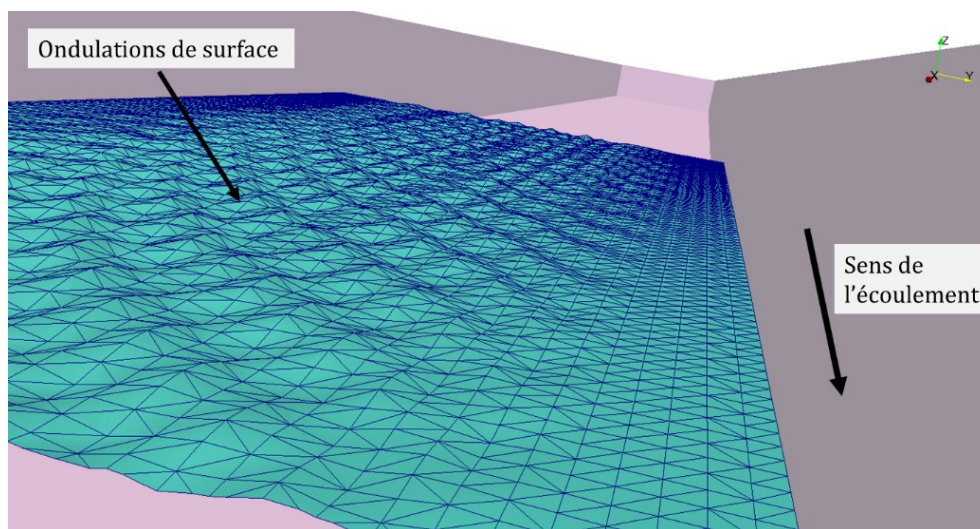


Figure 93 : Visualisation des ondulations au niveau de la surface libre de l'écoulement (vue dans le canal modélisé).

Les ondulations sont stationnaires dans le temps. Elles apparaissent sur la quasi-totalité de la longueur du canal. La présence de ces ondulations de surface n'a pas été mentionnée lors des expériences sur modèle physique (Debiane, 2000). Aucune mention n'est également faite dans l'étude de cas d'écoulements similaires sur des plateformes physiques (Burger *et al.*, 2010; Rentschler, 2010; Cochard, 2007). A première vue, ces ondulations pourraient être reliées à l'apparition de *roll-waves* (Stoker, 1957; Pedlovski, 1986) qui est un phénomène indésirable fréquemment rencontré en hydraulique. Mais l'apparition de *roll-waves* dépend essentiellement de la friction provoquée par la rugosité des parois composant le canal et de la turbulence qui en résulte (de Freitas Maciel *et al.*, 2013; de Oliveira Ferreira *et al.*, 2014). Or nous ne prenons en

compte aucune rugosité pour les simulations, ce qui écarte ici le lien avec le phénomène de roll-waves. L'origine de ces ondulations ne semble donc pas être physique mais plutôt d'ordre numérique. Les auteurs des expériences (Debiane, 2000; Burger *et al.*, 2010; Rentschler, 2010; Cochard, 2007) ont été contactés et partagent d'ailleurs cet avis. Elles ne représenteraient pas les caractéristiques de l'écoulement.

➡ Dès lors, la présence des ondulations numériques au niveau de la surface libre a été investiguée.

Les résultats de l'investigation des ondulations de surface sont présentés de la manière suivante :

- **Etape 1** : nous investiguons l'influence de la compression artificielle de la surface libre en nous intéressant particulièrement au coefficient de compression C_α ;
 - **Etape 2** : nous jugeons la sensibilité des résultats au choix des schémas numériques de résolution.
- **Etape 1 : investigation de la compression de la surface libre et du paramètre C_α**

Dans OpenFOAM, les calculs d'écoulements à surface libre sont résolus avec le solveur interFoam qui emploie une équation de transport de la fraction volumique. La représentation de l'interface entre les deux phases (air et fluide) requiert un traitement spécifique afin de maintenir une interface nette. Dans le cas contraire, la diffusion numérique « mélangerait » les deux fluides sur l'ensemble du domaine. Le traitement de l'interface fait intervenir une vitesse de compression artificielle U_c , comme cela a été explicité au chapitre 3.5.2. Cette vitesse est purement numérique et s'applique aux faces des cellules de calcul.

$$U_c = C_\alpha |U| \frac{|\nabla\alpha|}{|\nabla\alpha|} \quad \text{Équation (47)}$$

La magnitude de la vitesse de compression est contrôlée par le paramètre C_α . Habituellement C_α est fixée à 1 (Schmitt & Elsaesser, 2015; Wardle & Weller, 2013). Pour des valeurs de C_α supérieures à zéro, une vitesse de compression est appliquée au niveau de l'interface. Dans les cas où C_α vaut 0, le profil de l'interface est estompé et diffusé car il n'y a pas de compression. La Figure 94 synthétise le traitement effectué sur la surface libre selon la valeur prise par C_α .

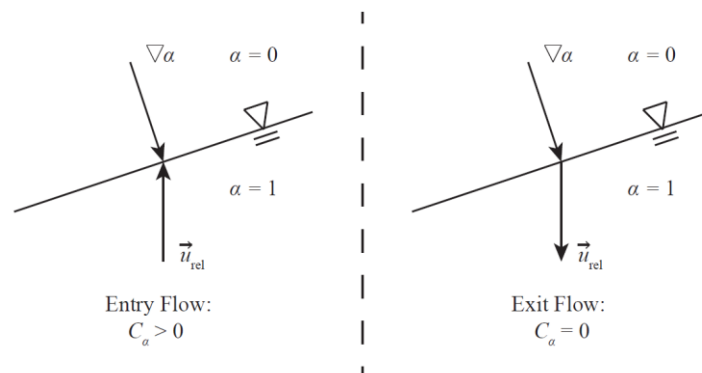


Figure 94 : Illustration du calcul du coefficient de compression C_α intervenant dans le dictionnaire *fvSolution* d'OpenFOAM (Piro & Maki, 2013).

Remarque : Tous les codes de calcul permettant de simuler des écoulements à surface libre n'utilisent pas obligatoirement une vitesse de compression pour traiter l'interface (Piro & Maki, 2013).

Une analyse de sensibilité a été menée sur le paramètre C_α afin de juger son influence sur la présence des ondulations de surface. Trois valeurs de C_α ont été testées, à savoir 0, 1 et 2, en considérant la rhéologie expérimentale et le maillage fin pour la géométrie n°1 (pente de $4,9^\circ$). Le champ de la fraction volumique dans le domaine de calcul est représenté, pour chaque valeur de C_α testée, par les Figure 95, Figure 96 et Figure 97. Les trois figures correspondent à des coupes transversales du domaine de calcul pour une distance x^+ de 0,80. En complément, l'Annexe 11 fournit une représentation de l'allure de la surface libre pour chaque valeur de C_α testée ainsi que les courbes de remous numériques au milieu du canal ($b^+ = 0$).

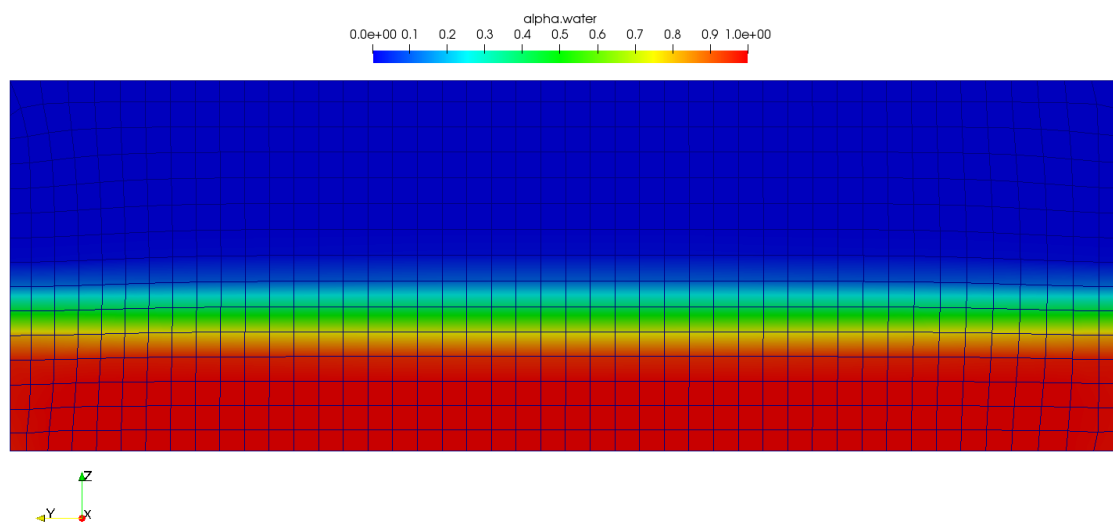


Figure 95 : Sensibilité des résultats au paramètre C_α : coupe transversale ($x^+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_\alpha = 0$.

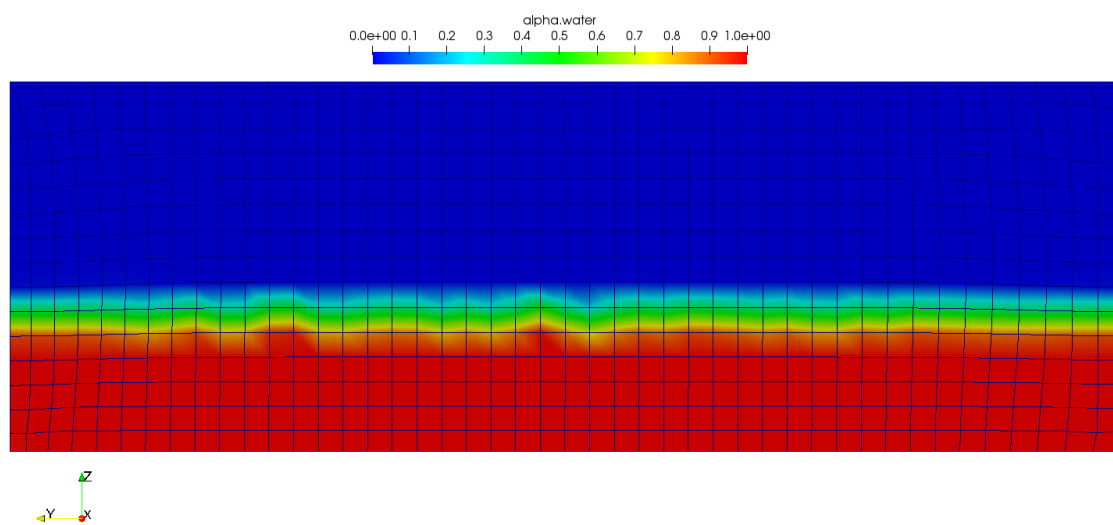


Figure 96 : Sensibilité des résultats au paramètre C_α : coupe transversale ($x^+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_\alpha = 1$.

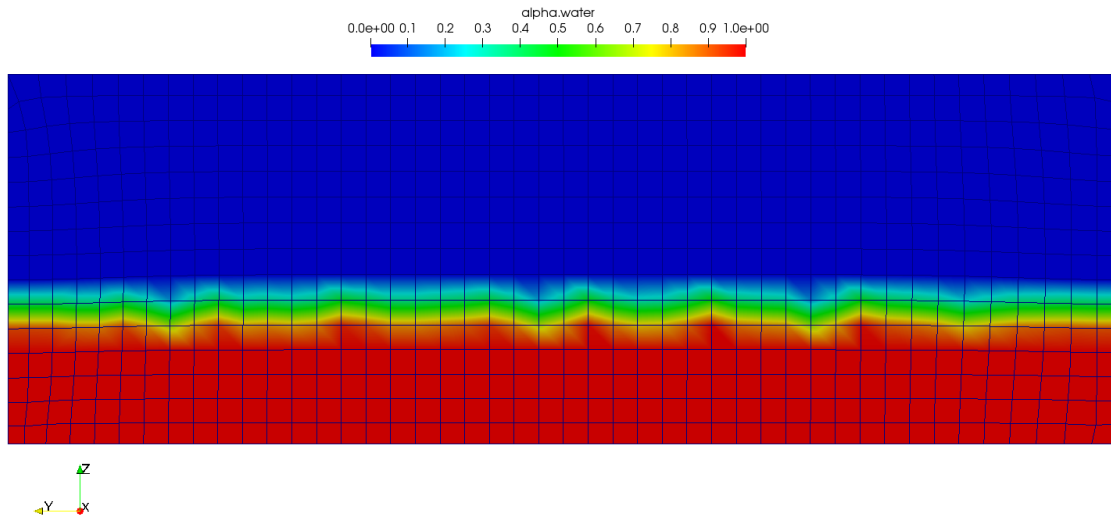



Figure 97 : Sensibilité des résultats au paramètre C_α : coupe transversale ($x+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_\alpha = 2$.

Les résultats mettent en évidence une amplitude des oscillations plus forte au niveau de la surface libre lorsque la valeur de C_α vaut 2. Les oscillations sont atténuées lorsque la valeur de C_α diminue à 1, Elles disparaissent entièrement pour une valeur nulle de C_α . D'autre part, en observant le champ de la fraction volumique, on note que l'interface fluide/air devient de plus en plus inégale au fur et à mesure que C_α augmente. Ainsi, la diminution de la valeur du paramètre C_α permet d'éliminer les ondulations au niveau de la surface libre.

 Renseigner une valeur nulle pour le paramètre C_α semble être une bonne façon de remédier aux problèmes d'oscillations numériques de surface. Gardons néanmoins à l'esprit un inconvénient de ce choix : le fait de ne pas comprimer la surface libre peut provoquer une diffusion de la fraction volumique au niveau de la surface libre. Il convient donc toujours de vérifier ce point. D'un point de vue pratique, on peut imaginer trouver un compromis entre la diffusion et les oscillations (valeurs intermédiaires de C_α entre 0 et 1). Cet aspect n'a pas été investigué sur ce cas test où la diffusion demeure limitée.

➤ Etape 2 : Sensibilité des résultats aux schémas numériques de résolution

La résolution des équations, nomment celle pour la fraction volumique, fait intervenir différents schémas numériques, renseignés dans le dictionnaire *fvSchemes* du répertoire *system* des simulations. Ces schémas permettent notamment de calculer les valeurs des variables stockées au centre des cellules du maillage au niveau des faces entre chaque cellule (cf. chapitre 3.8).

Une analyse de sensibilité a été effectuée afin de juger l'impact de plusieurs schémas sur la présence ou non d'ondulations au niveau de la surface libre, en considérant la rhéologie expérimentale et le maillage fin pour la géométrie n°1 (pente de $4,9^\circ$). Une valeur de 1 a été retenue pour le coefficient C_α (par défaut). Dans le dictionnaire *fvSchemes* du répertoire *system*, cinq schémas numériques différents ont été testés pour la résolution de l'équation de la fraction volumique associée au terme *div(phi, alpha)*. Il s'agit des schémas numériques suivants : Gauss linear, Gauss upwind, Gauss LimitedLinear 1, Gauss vanLeer, et Gauss linearUpwind cellMDLimited Gauss_linear 1.

Remarque : Le lecteur trouvera une présentation plus complète de ces schémas numériques en Annexe 12.

La Figure 98 présente les courbes de remous de la surface libre au centre du canal ($b^+ = 0$), pour chaque schéma numérique testé. Le champ de la fraction volumique est représenté pour chaque schéma testé par une coupe transversale du domaine de calcul à une distance x^* de 0,60. A titre d'exemple, la Figure 100 présente les résultats obtenus avec le schéma Gauss upwind. Le lecteur pourra trouver les résultats correspondant aux quatre autres schémas testés dans l'Annexe 13.

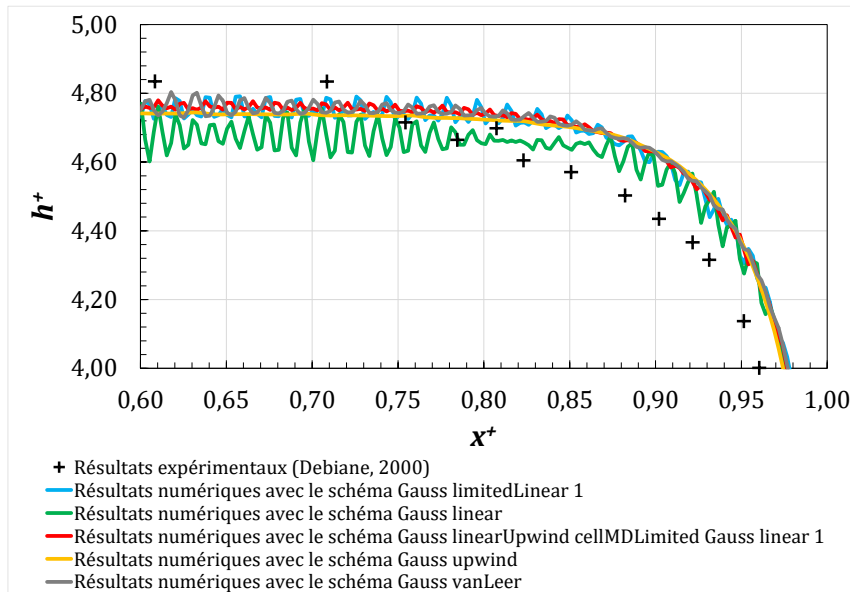


Figure 98 : Sensibilité aux schémas numériques : courbe de remous.

Sur la Figure 99, l'allure de la surface libre est représentée par une coupe transversale à une distance x^* de 0,60, pour chaque schéma numérique testé.

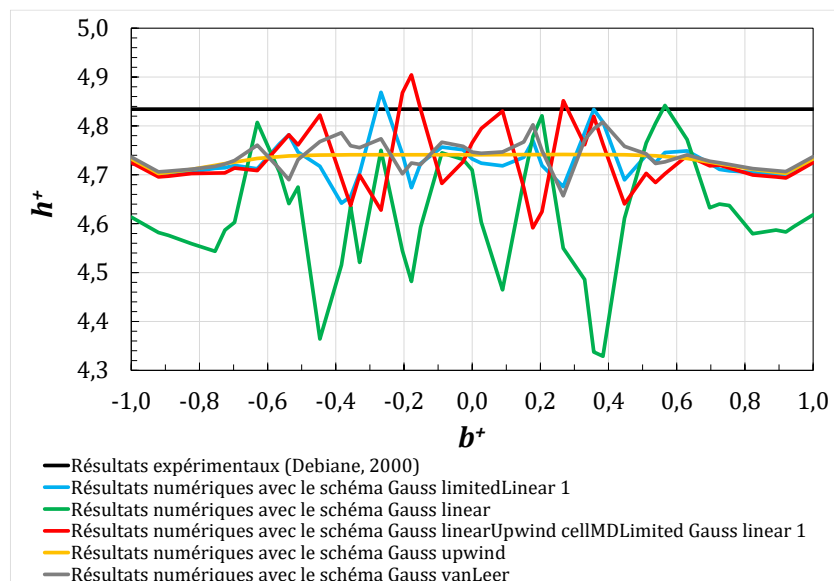


Figure 99 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale de la surface libre à $x^* = 0,60$.

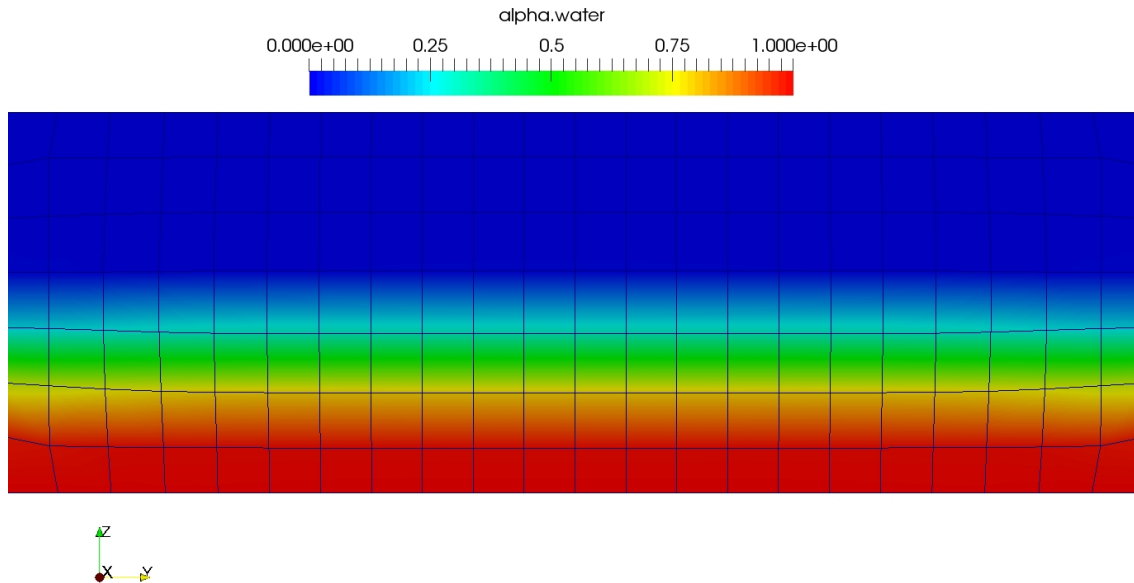



Figure 100 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^* = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss Upwind.


Les résultats obtenus montrent que les oscillations numériques sont atténuées avec l'utilisation d'un schéma numérique de type Gauss upwind. On constate que la diffusion au niveau de la surface libre est inexistante car la surface libre est définie sur une seule cellule (interface fluide/air située à $\alpha.\text{water} = 0,5$ sur la Figure 100). A l'opposé, l'usage d'un schéma de type Gauss linear (schéma du second ordre) engendre des oscillations de la surface libre de forte amplitude.

 Retenons ici que le schéma Gauss upwind est favorable à l'atténuation des oscillations numériques de surface.

Influence du frottement pariétal sur le champ de vitesse et les hauteurs d'écoulement : comparaison avec les approches de calcul 2D




Figure 101 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.

 Les codes de calcul 2D sont régulièrement utilisés pour l'étude des écoulements non-newtoniens de type laves torrentielles malgré certaines hypothèses simplificatrices telles que l'approximation du rayon hydraulique par la hauteur d'écoulement (cf. chapitre 2.5). Or pour certaines configurations d'écoulement comme le passage dans des zones chenalisées, ces hypothèses conduisent à une mauvaise représentation du frottement pariétal.

L'analyse proposée dans ce paragraphe porte sur l'étude de l'hypothèse de l'approximation du rayon hydraulique par la hauteur d'écoulement ; hypothèse faite par un code de calcul 2D. Pour ce faire, l'investigation est présentée en deux temps :

- **Etape 1** : nous évaluons l'impact d'une telle hypothèse sur la hauteur d'écoulement dans un chenal étroit.
- **Etape 2** : nous jugeons les conséquences de cette même hypothèse sur la représentation du champ de vitesse.
- **Etape 1 : approximation du rayon hydraulique par la hauteur, conséquences sur les hauteurs d'écoulement dans un chenal étroit**

Pour un écoulement dans un chenal étroit, de par les approximations et les hypothèses retenues, un modèle 2D conduit à approcher le rayon hydraulique par la hauteur d'écoulement. Par conséquent, cela réduit le frottement pariétal aux seuls effets du fond du canal.

 En somme, un modèle 2D dans un canal peut être représenté par un modèle 1D avec un rayon hydraulique approximé par la hauteur d'eau ; cela revient à négliger les effets des parois latérales.

Dès lors, on propose de simuler les effets d'un code 2D en dégradant des modèles unidimensionnels avec l'hypothèse $R_h \approx h$. Deux modèles 1D sont retenus pour les calculs. Il s'agit des modèles de Coussot (Coussot, 1994) et Burger (Burger *et al.*, 2010).

Une comparaison est établie entre :

- d'une part, les hauteurs d'écoulement issues des calculs du code 3D menés sur les expériences de Debiante (le rayon hydraulique n'est pas approché par la hauteur ; le modèle considère que le frottement pariétal est causé à la fois par le fond du canal mais également par les parois latérales du chenal),
- et d'autre part, les hauteurs d'écoulement calculées à partir des modèles analytiques unidimensionnels de Coussot (Coussot, 1994) et Burger (Burger *et al.*, 2010).

Les hauteurs expérimentales et numériques (3D) sont comparées dans le Tableau 20 aux hauteurs estimées avec les modèles de Coussot et Burger. Les hauteurs théoriques sont calculées sans faire d'approximation sur le rayon hydraulique (hypothèse similaire au code 3D).

Tableau 20 : Comparaison des hauteurs normales expérimentales et numériques avec les hauteurs déterminées par les modèles analytiques de Coussot et Burger : hypothèse d'aucune approximation sur le rayon hydraulique.

Hypothèses	Géométrie	1	2
Aucune approximation sur le rayon hydraulique ($R_h = R_i$)	Pente du canal θ	4,9°	2,4°
	Résultats expérimentaux	4,73	4,20
	Résultats numériques	4,70	3,96
	Ecart numérique / expérimental	0,5 %	5,7 %
	Modèle analytique de Coussot	3,89	3,22
	Modèle analytique de Burger	4,51	3,80
	Ecart Coussot / numérique	20,8 %	23,0 %
	Ecart Coussot / expérimental	17,8 %	23,3 %
	Ecart Burger / numérique	4,2 %	4,2 %
	Ecart Burger / expérimental	4,7 %	9,5 %


On constate, pour une pente de $4,9^\circ$, un écart de 20,8 % entre les résultats 3D et le modèle de Coussot (23,0 % pour une pente de $2,4^\circ$). Les hauteurs calculées avec le modèle de Burger sont plus faibles de 4,2 % par rapport à la hauteur numérique. De plus, le modèle de Burger présente des écarts plus faibles vis-à-vis des résultats expérimentaux (4,7 % pour $4,9^\circ$ et 9,5 % pour $2,4^\circ$) que le modèle de Coussot (17,8 % pour $4,9^\circ$ et 23,3 % pour $2,4^\circ$). Par conséquent, le modèle de Burger semble convenir davantage à la configuration d'écoulement chenalisé étudiée, que le modèle de Coussot.

Les hauteurs analytiques sont désormais calculées exclusivement avec le modèle de Burger de par sa précision. L'hypothèse que le rayon hydraulique est approché par la hauteur d'écoulement est retenue dans les calculs théoriques (hypothèse similaire à celle faite par les codes 2D). Les résultats sont présentés dans le Tableau 21.

Tableau 21 : Comparaison des hauteurs normales expérimentales et numériques avec les hauteurs déterminées par le modèle analytique de Burger : hypothèse du rayon hydraulique approximé par la hauteur d'écoulement.

Hypothèses	Géométrie	1	2
Approximation du rayon hydraulique par la hauteur d'écoulement ($R_h = h$)	Pente du canal θ	$4,9^\circ$	$2,4^\circ$
	Résultats expérimentaux	4,73	4,20
	Résultats numériques	4,70	3,96
	Ecart numérique / expérimental	0,5 %	5,7 %
	Modèle analytique de Burger	3,74	2,79
	Ecart Burger / numérique	25,7 %	41,9 %
	Ecart Burger / expérimental	20,9 %	33,6 %

L'approximation faite sur le rayon hydraulique conduit à des hauteurs analytiques plus faibles que précédemment avec le modèle de Burger. Pour une pente de $4,9^\circ$, l'écart avec la hauteur numérique passe de 4,2 % à 25,7 % (augmentation du même ordre de grandeur de l'écart avec la hauteur expérimental : 4,7 % à 20,9 %). On note une augmentation similaire pour une pente de $2,4^\circ$: de 4,2 % à 41,9 % vis-à-vis de la hauteur numérique et de 9,5 % à 33,6 % par rapport à la hauteur expérimentale. Ces résultats nous amènent à la conclusion suivante.

 *Approcher le rayon hydraulique par la hauteur, comme cela est supposé dans les codes de calcul 2D, conduit à sous-estimer les hauteurs d'écoulement de l'ordre de 15 % à 30 % pour des configurations d'écoulement en canaux. La mauvaise prise en compte du frottement pariétal dans le code 2D apparaît alors comme une limite dans la représentation des caractéristiques de l'écoulement, notamment ici la hauteur. En réduisant les écarts avec les hauteurs réelles mesurées, et sans faire d'hypothèse sur le rayon hydraulique, l'approche 3D semble être plus adaptée à traiter des configurations chenalisées que des codes 2D.*

➤ **Champ de vitesse dans une configuration chenalisée**

Les hypothèses faites par les codes numériques 2D conduisent à une représentation incomplète du champ de vitesse. Dans le cas d'un écoulement chenalisé, le frottement des parois latérales ne sera pas pris en compte. L'approche 3D ne conduit à aucune hypothèse sur le champ de vitesse car les quantités sont déterminées dans les trois directions de l'espace. Les frottements causés par les parois latérales influent sur le champ de vitesse.

A titre d'exemple, pour le cas de la géométrie n°1, la Figure 102 fournit le champ de vitesse dans une section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$). Ces résultats sont issus des calculs 3D. La représentation est coloriée selon l'intensité du rapport entre la vitesse locale adimensionnée u^+ (cf. 4.2.3.1) et sa valeur maximale prise dans la section transversale. L'Annexe 14 fournit les résultats pour le cas de la géométrie n°2 ($\theta = 2,4^\circ$). Sur la figure, chaque ligne blanche correspond aux isovitesses adimensionnelles. En se plaçant au centre de la section transversale, la première ligne blanche en partant du fond du chenal correspond à une valeur d'isovitesse adimensionnelle de 0,1. En se déplaçant vers le haut, la seconde ligne représente une valeur d'isovitesse adimensionnelle de 0,2 ; et ainsi de suite jusqu'à la dernière ligne d'isovitesse adimensionnelle (valeur de 0,9).

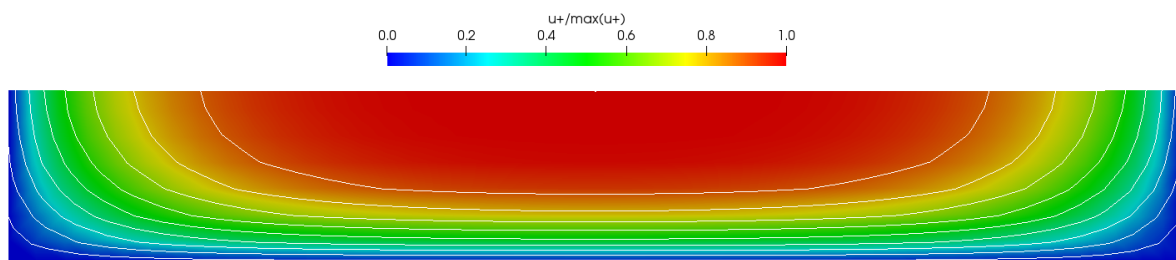


Figure 102 : Section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$) du champ de vitesse numérique 3D : isovitesses adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$).

Les résultats montrent à la fois l'influence du frottement de l'écoulement sur les parois latérales et sur le fond du chenal, mais aussi la présence d'une zone où le champ de vitesse varie peu. Cette zone, matérialisée en rouge sur la Figure 102, est située au centre de la section d'écoulement près de la surface libre. Elle correspond ici à la région rigide de l'écoulement qui n'est pas cisailée mais se déplace seulement sous la forme d'un bloc en translation dans la partie supérieure à l'écoulement.

Nous avons souhaité comparer ce champ de vitesse numérique 3D au champ de vitesse théorique que pourrait fournir un modèle 2D. Cela dans le but de juger les limites de représentation d'un code 2D vis-à-vis de la vitesse et de la représentation de la zone rigide. Pour ce faire, un champ de vitesse théorique, supposé être celui fourni par un modèle 2D, a été déterminé.

L'hypothèse retenue est la suivante : la variation de la vitesse du modèle 2D correspond à la variation de la vitesse dans la direction verticale donnée par un calcul unidimensionnel, étendue sur la largeur du chenal d'écoulement. Cette hypothèse rejoint ce qui a été explicité précédemment, à savoir que, les effets d'un modèle 2D peuvent être reproduits en dégradant un modèle unidimensionnel afin de ne pas tenir compte de l'influence des parois sur le champ de vitesse de l'écoulement.

Le frottement pariétal est réduit aux seuls effets du fond du canal. Le modèle de Coussot (Coussot, 1994) a été utilisé afin de déterminer, à différentes hauteurs au sein de l'écoulement, la valeur théorique de la vitesse. Puis, cette vitesse est projetée sur toute la largeur de l'écoulement, sans aucune variation verticale du fait de l'absence d'influence des parois latérales dans les calculs 2D. En travaillant sur la même section d'écoulement que celle présentée, précédemment (cf. Figure

102), une comparaison est possible entre le champ de vitesse numérique 3D et le champ de vitesse théorique 2D.

A titre d'exemple, les résultats de cette comparaison sont introduits par la Figure 103 pour le cas de la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$). Le cas de la géométrie n°2 pour une pente de $2,4^\circ$ est présenté en Annexe 14. Les lignes noires en trait continu correspondent aux isovitesse adimensionnelles issues du modèle numérique 3D (identiques à celles de la Figure 102). Les lignes bleues en pointillés matérialisent les isovitesse adimensionnelles théoriques issues des calculs unidimensionnelles représentant le champ de vitesse 2D.

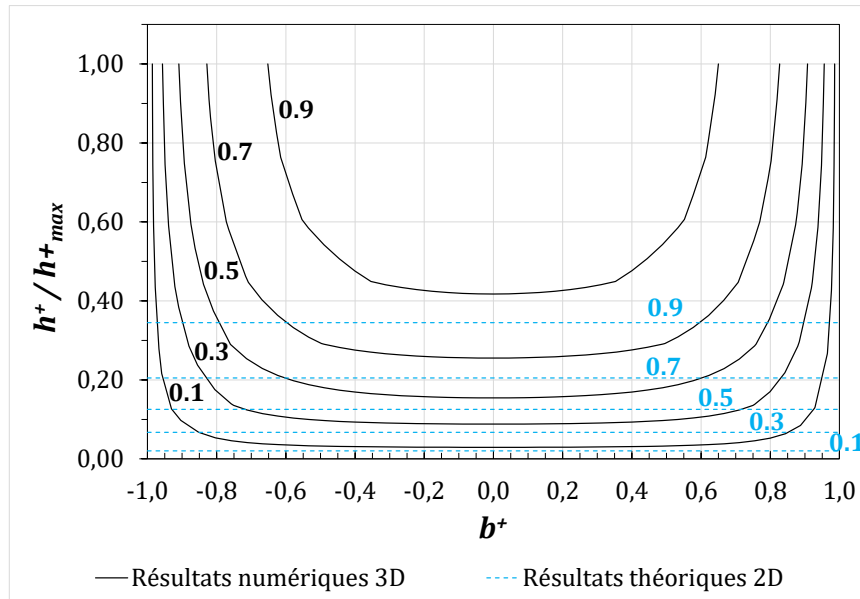


Figure 103 : Comparaison, dans une section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$), du champ de vitesse numérique 3D avec le champ de vitesse théorique 2D construit d'après le modèle de Coussot (Coussot, 1994) : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$).


Remarque : D'après la Figure 103, en intégrant les profils de vitesse, on pourrait penser que le débit n'est pas le même entre l'approche 3D et 1D. Cela s'explique par le fait que la vitesse maximale u^+ utilisée pour l'adimensionnalisation des résultats n'est pas identique entre les deux approches. Pour l'approche 1D, la valeur maximale de u^+ vaut 9,59. Pour l'approche 3D, elle vaut 3,47.

L'analyse proposée ci-dessous est faite sur la base des résultats adimensionnels.

En premier lieu, on constate, pour une même valeur de vitesse adimensionnelle, que le champ théorique 2D a tendance à sous-estimer la position verticale en termes de hauteur par rapport au 3D. A titre d'exemple, pour une isovitesse adimensionnelle de 0,9, la hauteur théorique correspondante (supposée être celle du champ 2D) est de $h^+ = 0,35$. Cette valeur est nettement inférieure à la valeur minimale prise dans le cas du champ de vitesse 3D, qui est ici de $h^+ = 0,42$. Cette observation est cohérente avec les conclusions présentées précédemment mettant en avant le caractère sous-estimatif des calculs 2D du point de vue de la hauteur (cf. paragraphe précédent).

Dans un second temps, on note que la zone rigide au centre de la section près de la surface libre ne peut être représentée dans les calculs 2D, à l'inverse de l'approche 3D. La distribution verticale des vitesses dans le champ théorique 2D amène à supposer que la zone rigide de l'écoulement est toujours située dans la partie supérieure de l'écoulement mais que celle-ci est étendue sur toute la largeur de la section, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Le frottement pariétal n'étant pas pris en compte dans un modèle 2D, aucun cisaillement agit au niveau des parois et ne forme de zone liquide (contrainte inférieure à la contrainte seuil d'écoulement).

Les observations faites sur les hauteurs d'écoulement et sur les champs de vitesse mettent en avant les limites des modèles numériques 2D à représenter avec fidélité les caractéristiques des écoulements de fluide à seuil dans une configuration d'écoulement chenalisé.

 *De l'analyse, nous retenons que les approches 2D ont tendance à sous-estimer les hauteurs d'écoulement d'environ 15 à 30 % par rapport à des hauteurs déterminées par des codes 3D, fournissant des résultats plus proches de la réalité. De plus, il a été montré que les codes 2D étaient dans l'incapacité de représenter avec fidélité les variations du champ de vitesse selon une section de l'écoulement, conduisant ainsi à surestimer la taille de la zone rigide non cisailée dans la partie supérieure de l'écoulement. De plus, on pourrait améliorer le comportement des modèles 2D en les couplant avec des modèles 1D afin de mieux représenter les écoulements dans le cas de canaux étroits.*

4.2.4. Conclusion des expériences de Debiane

Le modèle numérique 3D développé a été appliqué à une configuration d'écoulement de fluide à seuil à surface libre dans un chenal étroit, correspondant aux expériences menées par Debiane (Debiane, 2000). Une analyse de sensibilité au maillage a été effectuée. Nous avons fait varier la pente du chenal et la rhéologie. Nous avons également fait varier les paramètres suivants : le paramètre de régularisation du modèle bi-visqueux, le coefficient de compression de la surface libre ainsi que les schémas numériques de résolution. Les tests numériques menés ont permis de lever une partie des interrogations en lien avec les verrous introduits initialement (cf. chapitre 4.1).

En premier lieu, l'analyse de sensibilité au maillage a permis d'évaluer le niveau de maillage nécessaire à une représentation fidèle de la physique des écoulements à surface libre. Ce niveau de maillage est d'autant plus acceptable qu'il conduit à minimiser les incertitudes numériques liées à la discrétisation du domaine. Ainsi, il conviendra de générer par la suite des maillages suffisamment fins près des parois, zone de cisaillement de l'écoulement. Le nombre et la taille des mailles devront permettre de représenter la transition entre la zone liquide cisailée et la zone rigide dans la partie haute de l'écoulement. **Une première approche pourra considérer un maillage entre 4 et 6 mailles sur la hauteur totale, pour cette typologie d'écoulement.** Dans cette zone supérieure, la taille des cellules pourra être augmentée du fait des faibles variations du profil de vitesse vertical, sans pour autant pénaliser la représentation et la capture de l'interface de la surface libre.

La rhéologie du fluide a été investiguée à travers une analyse de sensibilité spécifique permettant de juger la mise en œuvre de la régularisation bi-visqueuse de la loi de comportement. Les trois paramètres rhéologiques décrivant la rhéologie du Carbopol selon le modèle d'Herschel-Bulkley

ont été modifiés afin de minimiser les écarts entre les résultats expérimentaux et numériques. Les tests menés ont montré que les résultats numériques variaient fortement lorsque l'indice d'écoulement n était modifié. Les résultats numériques sont également sensibles aux variations de la contrainte seuil τ_c et à la consistance K mais dans une moindre mesure. **De cette analyse, nous retenons qu'il est primordial que la rhéologie renseignée dans la régularisation numérique soit la plus proche possible des mesures effectuées et que les incertitudes de rhéométrie soient minimales, sans quoi les résultats numériques peuvent être fortement affectés par la suite et s'éloigner de la réalité.**

Le paramétrage de la rhéologie dans le code numérique a été approfondi à travers la recherche des interfaces séparant les zones liquide et rigide au sein de l'écoulement. Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre afin d'identifier la position des interfaces. **Il ressort que le calcul de la contrainte dans l'ensemble du domaine conduit à une représentation cohérente des zones rigides, nuancée toutefois ici par l'absence de comparaison avec des données expérimentales similaires, qui auraient pu valider ou la pertinence de la méthode proposée.** L'investigation des zones rigide et liquide a permis également de juger de l'influence de la régularisation rhéologique sur les résultats numériques. En faisant varier la viscosité de régularisation dans le modèle bi-visqueux, il ressort que son impact est minimisé à partir d'une valeur haute de η_{σ^*} . **A l'issue des tests menés, une valeur supérieure à $1,0 \times 10^7$ peut être retenue en première approche.**

Les tests numériques ont permis également de juger la capacité du code de calcul à représenter la surface libre des écoulements sans perturbations liées à des oscillations numériques pouvant influencer sur sa position.

Les analyses de sensibilité menées sur le coefficient de compression de la surface libre C_α et sur les schémas numériques employés dans la résolution des équations liées à la fraction volumique ont mis en exergue des paramétrages adaptés à la représentation de la surface libre.

Les oscillations numériques perturbant la surface libre sont minimisées en réduisant la valeur prise par le coefficient C_α dans OpenFOAM. Il est suggéré d'employer par la suite une valeur nulle pour ce coefficient au démarrage des calculs (phénoménologiquement $C_\alpha = 0$ semble le plus adapté). Si les résultats obtenus semblent s'éloigner de la physique des écoulements, il sera intéressant de mener une étude plus détaillée en testant davantage de valeurs pour le coefficient C_α , et cela pour d'autres configurations d'écoulement.

D'autre part, le choix d'un schéma numérique de type Gauss upwind dans le code permet d'atténuer également la présence d'oscillations. La diffusion numérique est observée dans les résultats notamment près de la surface libre, quel que soit le paramétrage retenu. La finesse du maillage près de l'interface air/fluide est l'une des raisons expliquant cette perturbation numérique.

Enfin, les résultats numériques 3D ont permis de mettre en avant une plus-value notable quant à la représentation des écoulements dans des zones chenalées par rapport aux modèles numériques bidimensionnels (fréquemment utilisés dans la modélisation des laves torrentielles). En s'intéressant aux hauteurs d'écoulement et à la représentation du champ de vitesse, **il ressort que les modèles numériques 2D présentent certaines limites à représenter avec fidélité les**

caractéristiques des écoulements chenalisés (sous-estimation des hauteurs d'environ 15 % à 30 % par rapport aux calculs 3D, intégration du champ de vitesse selon l'axe vertical conduisant à une surestimation et à un mauvais positionnement de la zone rigide dans la partie haute de l'écoulement).

Les expériences de Debiante ont permis de traiter de nombreux aspects liés à la modélisation numérique des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens. A l'issue de ces tests, le code de calcul 3D a montré sa robustesse numérique à représenter avec fidélité la physique des écoulements dans une configuration chenalisée, régulièrement rencontrée sur les bassins versant torrentiels sujets aux laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5).

4.3. Les expériences de Luu (2015)

Les expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015) ont été sélectionnées en tant que second test numérique car elles permettent d'étudier l'écoulement d'un fluide à seuil dans une configuration d'écoulement en charge par-dessus une marche brusque engendrant la présence de zones rigides statiques. Dans l'optique de modéliser les écoulements à surface libre de laves torrentielles, ces expériences ont un intérêt car elles proposent d'investiguer la présence de zones mortes (zones rigides) pouvant apparaître au sein du bassin versant torrentiel. Ce phénomène peut subvenir notamment au pied d'ouvrages de génie civil submergés par un écoulement en débordement : apparition de dépôts au pied de digues, de culée de pont, de déversoir, d'ouvrages de fermeture de plage de dépôt, etc. (cf. Figure 104).



Figure 104 : Pont de la RN91 à l'issue de la lave torrentielle du torrent de la Vaudaine du 10 août 1983 (RTM 38, ONF).

Le Tableau 22 présente les différents aspects de modélisation qui seront investigués au cours de ce cas test numérique.

Tableau 22 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Luu.

Analyse / Expérience	Modèles régularisés	Détection des zones rigides et liquides	Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	Maillage complexe et distribution des mailles	Champ de vitesse et couche limite	Aspect transitoire
Luu (2015)	Bi-visqueux Papanastasiou	X		X	X	

4.3.1. Protocole expérimental

Les expériences conduites par Luu (Luu *et al.*, 2015) s'intéressent à la détection des interfaces délimitant les zones rigide et liquide au sein des écoulements de fluides non-newtoniens à seuil dans une conduite rectangulaire en charge. Cette volonté de détecter cette interface a fait l'objet de nombreux travaux présentant des configurations différentes : écoulement à travers des contractions-expansions (de Souza Mendes *et al.*, 2007; Jay *et al.*, 2011; Alexandrou *et al.*, 2001; Nassar *et al.*, 2011; Hermany *et al.*, 2013; Chevalier *et al.*, 2013; Marly & Vigneaux, 2017; Hammad & Vradis, 1996; Hammad & Vradis, 1994), des dispositifs d'extrusion (Rabideau *et al.*, 2010; Abdali *et al.*, 1992; Mitsoulis *et al.*, 1993), de type cavité entraînée (dos Santos *et al.*, 2011), par-dessus des obstacles (Tiberghien, 2007), ou d'autres configurations géométriques plus complexes (Roustaei & Frigaard, 2013; Roustaei *et al.*, 2015; Saramito, 2018; Pai & Kandasamy, 2014; Sivakumar *et al.*, 2006; Mitsoulis & Matsoukas, 2005).

La géométrie étudiée est constituée d'une longueur droite dont la section est rectangulaire. Les côtés du conduit fermé sont délimités par des parois parallèles verticales. Une marche de 1,5 cm de haut est présente au sein de la canalisation au niveau du radier. Aucune autre singularité n'est relevée dans la géométrie. La géométrie est représentée par la Figure 105. Le détail des dimensions géométriques est fourni dans le Tableau 23.

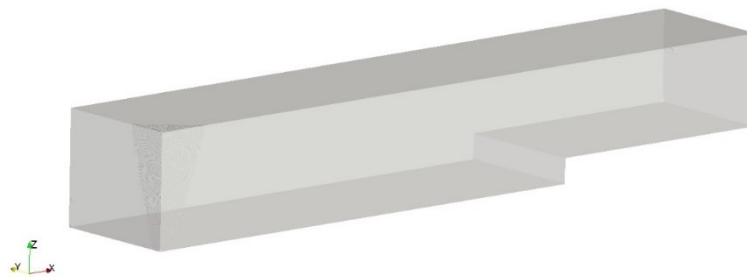


Figure 105 : Géométrie du modèle physique de la conduite fermée des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015).

Tableau 23 : Dimensions de la conduite fermée des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015).

Zone	Amont de la marche brusque	Aval de la marche brusque
Longueur de la conduite L (m)	0,30	0,14
Largeur de la conduite b (m)	0,08	0,08
Hauteur de la conduite H (m)	0,069	0,054

Un seul débit est testé en entrée de la conduite fermée. Sa valeur est de $52,0 \text{ cm}^3/\text{s}$.

Remarque : L'intégration des champs de vitesse, mesurés expérimentalement, conduit à des valeurs différentes de débit : $54,3$ contre $52 \text{ cm}^3/\text{s}$. Luu (Luu *et al.*, 2015) explique que les effets tridimensionnels engendrent cette différence de valeurs de débit, par rapport aux débits fixés par la pompe alimentant le canal. En effet, l'auteur montre à travers une analyse complémentaire que les parois latérales engendrent du cisaillement près des parois latérales alors que celles-ci sont soit disant laissées lisses (parois en plexiglas).

Les parois latérales semblent avoir un rôle non négligeable sur l'écoulement dans le chenal malgré la volonté des expérimentateurs de réduire leur influence. Cela nous amènera à nous interroger sur leur impact sur l'écoulement à travers une analyse de sensibilité aux conditions aux limites du modèle.

Le fluide non-newtonien utilisé est du Carbopol (Peixinho *et al.*, 2005; Güzel *et al.*, 2009; Tabuteau *et al.*, 2007; Chambon *et al.*, 2009; Chambon *et al.*, 2014; Lindner *et al.*, 2000; Holloway *et al.*, 2010; Luu & Forterre, 2009; Luu & Forterre, 2013; Luu, 2011), matériau similaire aux autres tests présentés précédemment (cf. chapitre 4.2). Le comportement du Carbopol est décrit par le modèle d'Herschel-Bulkley avec le jeu de paramètres suivants, mesurés en rhéométrie (Luu *et al.*, 2015) avant écoulement : $\tau_c = 1,36$ Pa, $K = 1,84$ Pa.sⁿ et $n = 0,43$. La densité du matériau vaut ici 1 000 kg/m³. Les erreurs associées aux mesures rhéologiques conduisent à des incertitudes de l'ordre de 10 % sur la contrainte seuil τ_c et la consistance K , et de moins de 2 % sur l'indice d'écoulement n .

Au cours des expériences, la vitesse et les interfaces séparant les zones rigide et liquide ont été relevées. En exploitant la transparence du fluide, les caractéristiques de l'écoulement sont mesurées selon une technique de vélocimétrie par image de particules (cf. Figure 106) ou PIV (*Particle Image Velocimetry*) (Dherbecourt, 2015; Hairoud, 2012). Des profils de vitesse sont fournis à l'amont et à l'aval de la marche brusque. A l'aval de la marche, l'écoulement pleinement développé est presque immédiatement atteint. A l'amont, il faut s'éloigner d'une distance L_U suffisamment importante pour éviter les perturbations causées par la marche et atteindre l'écoulement pleinement développé. Luu (Luu *et al.*, 2015) indique qu'à partir d'une distance L_U supérieure à 5,5 fois la hauteur de la marche cette condition est respectée.

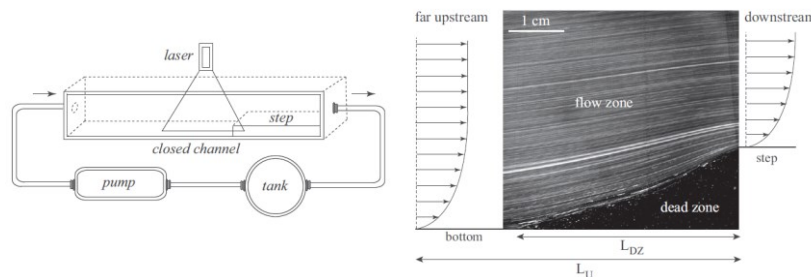


Figure 106 : Mise en œuvre de la technique de vélocimétrie par image de particules des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015).

Remarque : Les auteurs ne fournissent aucune information en termes d'incertitudes en ce qui concerne les mesures de vitesse effectuées dans la conduite.

4.3.2. Modélisation numérique 3D

4.3.2.1. Géométrie et maillage

Des mailles d'environ 5 mm de côté et de hauteur sont choisies. La taille des cellules est diminuée à 2,5 mm au sein d'un bloc de raffinement situé près de la marche brusque. De plus, un traitement spécifique près du radier du chenal est ajouté avec des cellules de calcul de 1,25 mm de côté et de hauteur. Ce paramétrage conduit à un domaine de calcul composé de 99 500 mailles (maillage grossier).

Afin d'étudier la sensibilité au maillage des résultats, un autre maillage a été généré pour la même géométrie. Ce maillage, dit fin, est composé de 1 337 000 cellules. La taille des cellules est réduite à 1,5 mm de côté selon les directions x et y dans l'ensemble du domaine de calcul (absence de zone de raffinement). Pour la direction verticale (axe z), des mailles de 0,5 mm de haut sont utilisées. L'Annexe 15 fournit des représentations des maillages mis en œuvre au cours des simulations.

4.3.2.2. Conditions aux limites

La vitesse est imposée sur la face d'entrée de la conduite fermée (à l'amont de la marche) afin de reproduire le débit injecté expérimentalement. La condition limite en sortie (à l'aval de la marche) est une pression (valeur de 1 bar). Les limites du domaine sont présentées par la Figure 107.

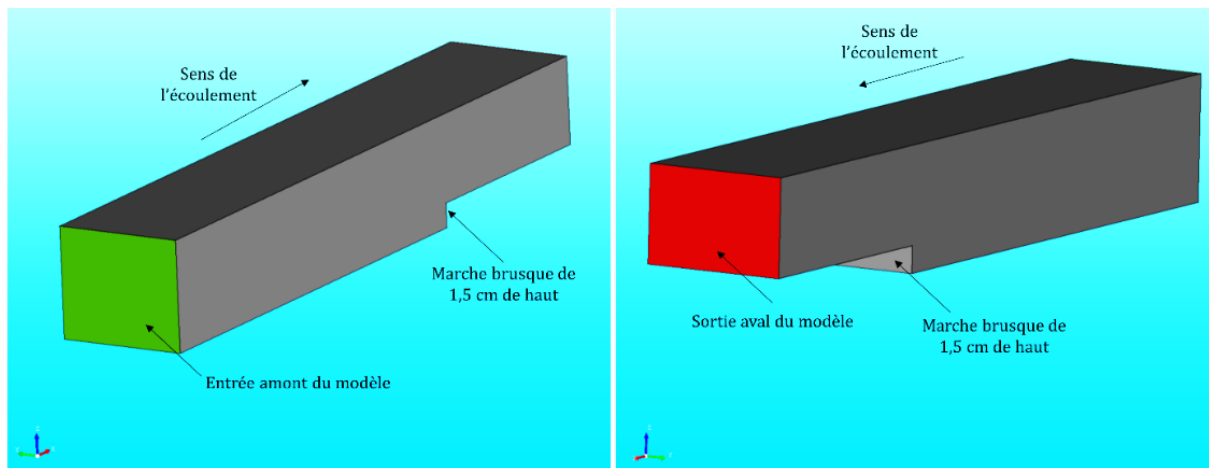


Figure 107 : Limites du domaine de calcul de la conduite fermée (Luu *et al.*, 2015).

Dans un premier temps, la vitesse est fixée constante (valeur égale à zéro) au niveau des parois de type *wall* dans le modèle numérique, à savoir le fond du canal, les murs latéraux et le toit du modèle. Pour ce faire, une condition aux limites de type Dirichlet est renseignée sous le terme de *Fixed Value* dans le fichier correspondant à la vitesse U dans le répertoire *0.org* (équivalent au répertoire *0* dans l'arborescence du répertoire de simulation mais pour les conditions aux limites).

Le canal utilisé dans le cadre des expériences sur modèle physique (Luu *et al.*, 2015) a pour particularité de présenter une nature de parois différentes selon la face considérée. Afin de limiter le glissement, le fond du canal et la marche brusque sont constitués de surfaces mécaniquement abrasives en plexiglas caractérisées par une rugosité de l'ordre du micron. Le toit et les parois latérales sont laissés lisses et transparents afin de ne pas perturber les mesures par PIV. Luu (Luu *et al.*, 2015) indique cependant que le glissement au niveau du toit reste négligeable.

Le changement de nature des parois et la possibilité d'y observer un glissement de l'écoulement nous ont amené à effectuer une analyse de sensibilité aux conditions aux limites. Deux autres configurations sont testées. La première considère que le glissement intervient sur les parois latérales et le toit du modèle, sauf le fond et la marche. La seconde alternative correspond à des conditions de glissement présentes uniquement sur les parois latérales. Le Tableau 24 synthétise les trois configurations de conditions aux limites testées durant les simulations.

Tableau 24 : Configurations testées pour l'étude de sensibilité aux conditions aux limites en termes de vitesse.

Configuration	Conditions aux limites de vitesse
CL_0	Aucun glissement considéré. La vitesse est fixée avec une valeur nulle au niveau de toutes les parois.
CL_1	Le glissement est supposé présent sur les parois latérales et le toit du modèle. La vitesse reste fixée à zéro au niveau de la paroi du fond du canal.
CL_2	Le glissement est restreint uniquement aux parois latérales. Une condition de vitesse nulle est fixée au niveau du fond du canal et du toit du modèle.

4.3.2.3. Rhéologie

Le matériau (Carbopol) est décrit par deux modèles régularisés différents dans le code de calcul : le modèle bi-visqueux (Tanner & Milthorpe, 1983; O'Donovan & Tanner, 1984) et le modèle de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987). Les deux régularisations prennent en compte les valeurs des trois paramètres (τ_c , K et n), mesurées en rhéométrie.

Le régime solide rigide correspondant à un comportement sous la contrainte seuil est modélisé en renseignant, dans la régularisation bi-visqueuse, une valeur initiale de viscosité de régularisation η_0^+ à $1,8 \times 10^1$. Cette valeur est inférieure à la valeur recommandée et déterminée à l'issue des expériences de Debiante (cf. chapitre 4.2.4) qui était de $1,0 \times 10^7$. Par conséquent, nous avons testé trois autres valeurs pour le paramètre η_0^+ dont la plus haute se rapproche de la valeur recommandée précédemment. En ce qui concerne la régularisation de Papanastasiou, une valeur du paramètre m a été fixée dans un premier temps à $1,0 \times 10^2$.

Remarque : Des travaux numériques ont montré que la valeur retenue pour le paramètre m pouvait influencer la qualité des résultats numériques (Franci & Zhang, 2018).

Dès lors, une analyse de sensibilité des résultats a été menée en modifiant la viscosité de régularisation η_0 et le paramètre m dans chacune des deux régularisations.

Dans un premier temps, les valeurs de η_0 et de m ont été fixées arbitrairement pour étudier la position des interfaces entre les zones liquide et rigide. Dans un second temps, afin de juger de l'impact des modèles régularisés sur les résultats, leurs valeurs ont été modifiées dans le code de calcul. Quatre valeurs différentes ont été renseignées pour η_0 et trois valeurs ont été utilisées pour m (cf. Tableau 25).

Tableau 25 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la régularisation.

Régularisation rhéologique	Modèle bi-visqueux			
Configuration N°	1	2	3	4
Valeur prise par η_0^+	$1,8 \times 10^1$	$1,8 \times 10^3$	$1,8 \times 10^4$	$1,8 \times 10^5$
Régularisation rhéologique	Modèle de Papanastasiou			
Configuration N°	5	6	7	
Valeur prise par m	$1,0 \times 10^2$	$1,0 \times 10^3$	$1,0 \times 10^4$	

Compte-tenu des incertitudes des mesures rhéométriques (incertitudes de l'ordre de 10 % sur la contrainte seuil τ_c et la consistance K), nous avons jugé la sensibilité à la rhéologie des résultats en testant trois jeux de paramètres rhéologiques différents dans le code de calcul (cf. Tableau 26).

Dans un premier temps, la rhéologie est fixée avec les valeurs déterminées expérimentalement en rhéométrie. Puis les simulations permettent d'étudier les variations indépendantes de la contrainte seuil et de la consistance. Une variation de l'ordre de + 10 % a été considérée pour chaque paramètre modifié.

Tableau 26 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la rhéologie.

Configuration N°	Paramétrage	τ^+	K	n
Rhéo_0	Rhéologie expérimentale	1	1,84	0,43
Rhéo_1	+ 10 % sur τ_c	1,10	1,84	0,43
Rhéo_2	+ 10 % sur K	1	2,02	0,43

4.3.2.4. Modèles et stratégie de calcul

Le régime d'écoulement a été évalué selon l'expression du nombre de Reynolds Re_{HB} généralisé à une rhéologie de fluide de type Herschel-Bulkley (Dazhi & Tanner, 1985; Luu *et al.*, 2015; Beaulne & Mitsoulis, 1997) pour des écoulements en charge en conduite fermée (cf. Annexe 5). Les valeurs obtenues pour les différents débits testés sont comprises entre 0,006 et 0,118, traduisant un régime laminaire d'écoulement dans la conduite fermé d'après la littérature (Luu *et al.*, 2015). Dès lors, les simulations numériques sont menées sans utiliser de modèle de turbulence.

La géométrie est simulée numériquement avec le solveur simpleFoam. Ce solveur permet de traiter des écoulements monophasiques en régime permanent. La géométrie a également été simulée avec le nouveau solveur implémenté dans le code de calcul simplePapanastasiouFoam, présenté au CHAPITRE 3. Ce solveur a la même fonction que le solveur simpleFoam, mais présente l'avantage de pouvoir faire appel à la régularisation de Papanastasiou.

La convergence des calculs numériques est vérifiée en s'appuyant sur l'évolution des résidus des équations résolues par le solveur de calcul et sur la stabilité de la vitesse au cours du temps. Pour assurer la convergence du modèle vers un écoulement stable, les simulations sont effectuées sur un total de 30 000 itérations.

4.3.2.5. Mise en œuvre

La mise en œuvre du modèle numérique s'effectue en plusieurs étapes.

- Tout d'abord, une analyse de sensibilité au maillage est menée afin de quantifier les incertitudes liées à la discrétisation spatiale du domaine de calcul. L'objectif est de valider un degré de maillage pour lequel les résultats sont quasiment indépendants du maillage.
- Puis nous investiguons la sensibilité des résultats au choix de la méthode de régularisation retenue pour simuler un fluide de type Herschel-Bulkley : les modèles bi-visqueux et de Papanastasiou sont confrontés en faisant varier les paramètres η_0 et m .
- Compte-tenu des caractéristiques différentes des parois de la conduite expérimentale, un test de sensibilité est mené en modifiant les conditions aux limites du modèle afin de juger leur impact sur les résultats.

- Par la suite, nous investiguons la sensibilité des résultats aux variations des paramètres rhéologiques compte-tenu des incertitudes relevées lors des mesures rhéométriques (Luu *et al.*, 2015).

Le but de ces différents tests est d'analyser la sensibilité du modèle aux données d'entrée, notamment de voir cette sensibilité eu égard aux incertitudes de mesures rhéologiques. Les tests de sensibilité précèdent l'évaluation du modèle. Cela passe par :

- la possibilité d'identifier les zones rigides et liquides au sein de l'écoulement. Cette recherche met en œuvre l'évaluation du champ de contrainte afin de comparer les résultats numériques aux mesures expérimentales.

Cet objectif est en lien direct avec l'application du code de calcul à un cas grandeur nature d'écoulements à surface libre de laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5). En effet, un écoulement de fluide à seuil de type lave torrentielle, peut être amené à présenter un comportement à la fois liquide et rigide. Les étapes successives de l'analyse des résultats numériques sont synthétisées par la Figure 108.

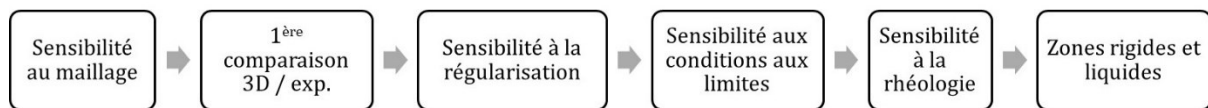


Figure 108 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

4.3.3. Résultats et discussion

4.3.3.1. Formulation adimensionnelle

Au cours de la présentation des résultats, les variables adimensionnelles suivantes vont être employées :

$$u^+ = \frac{u}{u^*}, \quad h^+ = \frac{h}{h_{marche}}, \quad x^+ = \frac{x}{L_{conduite}}, \quad b^+ = \frac{y}{b}, \quad \tau^+ = \frac{\tau}{\tau_c},$$

$$\dot{\gamma}^+ = \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}^*}, \quad \eta^+ = \frac{\eta}{\eta^*} = \frac{\eta}{u^* h_{marche}},$$

Avec :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \quad \text{Et} \quad \dot{\gamma}^* = \frac{\tau_c}{K}$$

Respectivement le facteur d'échelle de vitesse (cf. chapitre 4.2.3.1) et de taux de cisaillement. Le rapport u^+ est le ratio entre la vitesse locale u (m/s) et u^* . Le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ est adimensionnalisé selon le rapport entre la contrainte seuil et la consistance qui demeurent constant au cours de l'expérience. Ce ratio est homogène à l'inverse d'un temps (s^{-1}). h^+ est le rapport entre la hauteur au sein de l'écoulement et la hauteur de la marche h_{marche} , égale ici à 1,5 cm. La variable adimensionnelle x^+ est définie par la distance x (m) parcourue par le fluide dans la conduite fermée et par la longueur totale de la conduite $L_{conduite}$, égale ici à 0,44 mètres. La variable

b^* est définie quant à elle par la largeur b ici égale à 8 cm. La contrainte de cisaillement τ (Pa) est introduite avec τ^* , et la viscosité dynamique η avec η^* .

4.3.3.2. Analyse de sensibilité au maillage

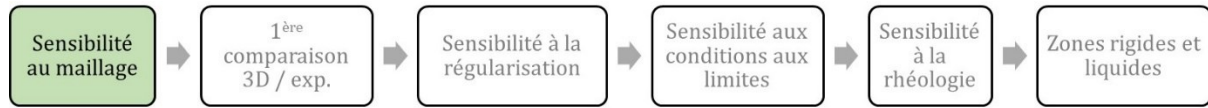


Figure 109 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Cette analyse a été menée en investiguant, pour la géométrie, deux maillages de façon indépendante au cours des simulations (cf. Annexe 15). La rhéologie est fixée en supposant les valeurs expérimentales, soit la configuration Rhéo_0 (cf. Tableau 26). La viscosité de régularisation et le paramètre m sont constants dans la régularisation bi-visqueuse et dans celle de Papanastasiou. Leurs valeurs sont de $\eta_{o^*} = 1,8 \times 10^1$ et $m = 1,0 \times 10^2$ pour toutes les simulations effectuées ici. Les conditions aux limites demeurent également constantes et correspondent au scénario CL_0. Elles tiennent compte d'aucun glissement au niveau des parois de type mur (cf. Tableau 24).

Les Figure 110 et Figure 111 présentent les résultats numériques obtenus pour la vitesse sous une forme adimensionnelle avec la régularisation bi-visqueuse. Les profils de vitesse sont tracés selon la direction verticale (axe z) en amont et en aval de la marche. Les cercles bleus représentent le profil de vitesse obtenu avec le maillage grossier. Les carrés rouges matérialisent le maillage fin.

De façon similaire, les Figure 112 et Figure 113 présentent les résultats numériques obtenus pour la régularisation de Papanastasiou.

De façon générale, on constate de très faibles variations des résultats d'un maillage à un autre, quel que soit la régularisation utilisée et la position spatiale observée. Avec le maillage fin, l'augmentation du nombre de cellules selon l'axe verticale permet de mieux décrire la courbure du profil de vitesse près de la paroi (notamment pour $h^* < 1,0$). Le maillage grossier décrit le profil de vitesse selon la verticale avec 35 cellules, contre 60 mailles avec le maillage fin. Le maillage fin est celui qui fournit le plus d'informations concernant les variations locales du gradient de vitesse.

Comme cela a été proposé dans le cas des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2.3.2), l'analyse de sensibilité au maillage est complétée par le calcul des incertitudes numériques associées à la taille des mailles de calcul pour chaque grille. Pour ce faire, le GCI a été évalué (cf. chapitre 3.4.3) de façon indépendante pour la régularisation bi-visqueuse (cf. Tableau 27) et celle de Papanastasiou (cf. Tableau 28). Les incertitudes numériques avec le maillage fin sont au maximum de 2,0 % pour la vitesse maximale u^* (régularisation de Papanastasiou à l'amont de la marche).

Tableau 27 : GCI pour la vitesse maximale avec la régularisation bi-visqueuse dans les simulations numériques.

Position	Amont de la marche		Aval de la marche	
Maillage	u^+ maximum	GCI pour u^+	u^+ maximum	GCI pour u^+
Grossier	0,402	-	0,505	-
Fin	0,410	1,9 %	0,508	0,6 %

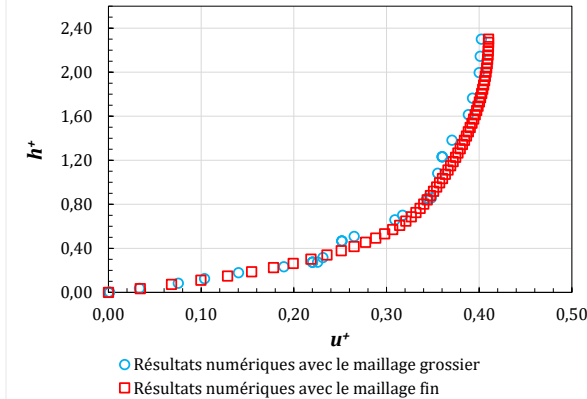


Figure 110 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation bi-visqueuse.

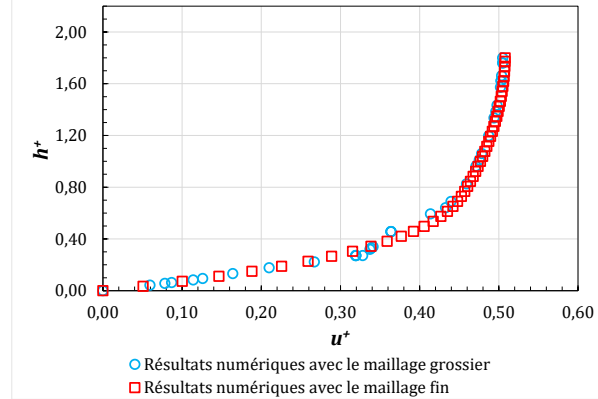


Figure 111 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'aval de la marche avec la régularisation bi-visqueuse.

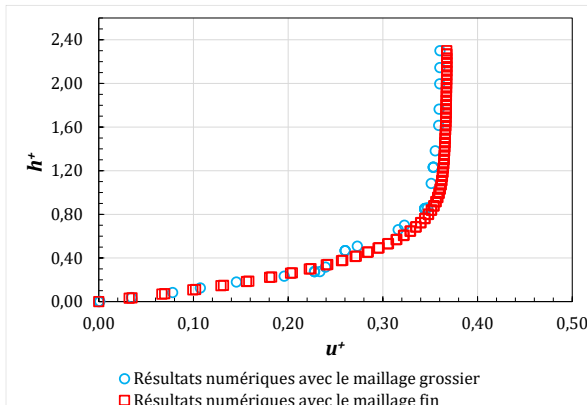


Figure 112 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation de Papanastasiou.

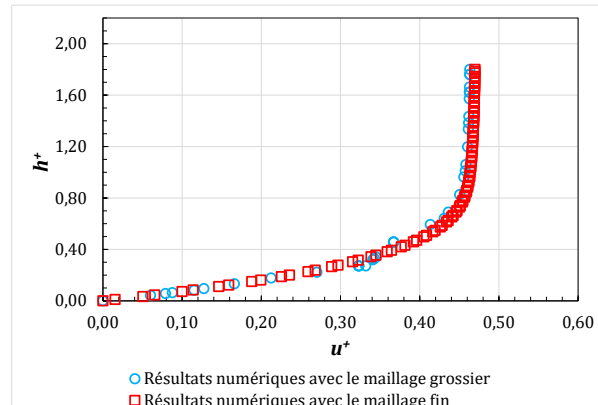



Figure 113 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'aval de la marche avec la régularisation de Papanastasiou.

Tableau 28 : GCI pour la vitesse maximale avec la régularisation de Papanastasiou dans les simulations numériques.

Position	Amont de la marche		Aval de la marche	
Maillage	u^+ maximum	GCI pour u^+	u^+ maximum	GCI pour u^+
Grossier	0,360	-	0,463	-
Fin	0,368	2,0 %	0,470	1,4 %

En conclusion de cette analyse de sensibilité, nous pouvons retenir que les résultats numériques fournis par le modèle 3D diffèrent très peu selon le niveau de maillage employé. A première vue,

le maillage fin décrit plus finement la courbure des profils de vitesse notamment près des parois, en comparaison du maillage grossier. Pour la suite de l'analyse, ce degré de discrétisation spatiale sera écarté. Par conséquent, le choix s'oriente vers le maillage fin. Ce niveau de raffinement permet de modéliser l'écoulement du fluide à seuil par-dessus la marche dans la conduite avec une incertitude réduite.

 *Le maillage fin est retenu pour la comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales. Cette confrontation est présentée au paragraphe suivant.*

4.3.3.3. Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental

Première comparaison

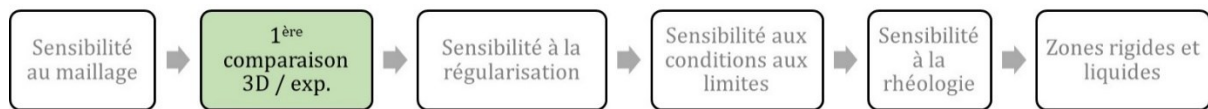



Figure 114 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Les Figure 115 et Figure 116 présentent la comparaison avec les données expérimentales (croix noires sur les deux figures), pour la régularisation bi-visqueuse, à l'amont et à l'aval de la marche. Les graphiques présentent les résultats obtenus pour la vitesse sous une forme adimensionnelle avec le maillage fin. Les incertitudes liées à la mesure de la vitesse n'ont pas été représentées pour la série de données expérimentales (information non fournie par les auteurs). De façon similaire, les Figure 117 et Figure 118 introduisent les résultats pour la régularisation de Papanastasiou.

 *Les vitesses numériques obtenues sont toujours surestimées par le modèle en comparaison des valeurs expérimentales. Les graphiques présentés suggèrent que le débit numérique est plus important que le débit expérimental (par intégration des profils de vitesse). Cela nous amène à nous interroger, à ce stade de l'analyse, sur l'influence des effets de bords sur l'écoulement et sur leur représentativité dans le modèle numérique. Cet aspect sera investigué par la suite.*

Au premier abord, on remarque que les profils de vitesse obtenus avec la régularisation bi-visqueuse présentent les écarts les plus importants avec les données expérimentales.

Les résultats numériques fournis par le modèle 3D présentent des écarts réduits avec les données expérimentales avec l'utilisation du modèle de Papanastasiou. Le caractère exponentiel de cette régularisation numérique pour les faibles taux de cisaillement permet d'obtenir des profils de vitesse, certes constamment surestimés par rapport aux données mesurées (aussi bien dans la partie supérieure de l'écoulement, correspondant à la zone rigide non affectée par les effets de bords, que dans la zone liquide cisailée sur la partie basse du profil), mais dont l'allure est assez proche des observations expérimentales.

La Figure 119 introduit les résultats complets en termes d'écarts sur la vitesse maximale, entre les simulations numériques et l'expérimental. En modifiant la régularisation rhéologique dans le code de calcul, l'écart entre la vitesse maximale numérique et expérimentale est réduit de 26 % (modèle bi-visqueux) à 13 % (modèle de Papanastasiou) à l'amont de la marche, et similairement

de 23 % à 14 % à l'aval de l'obstacle. L'écart moyen (régularisation et position spatiale confondues) est de 19 %.

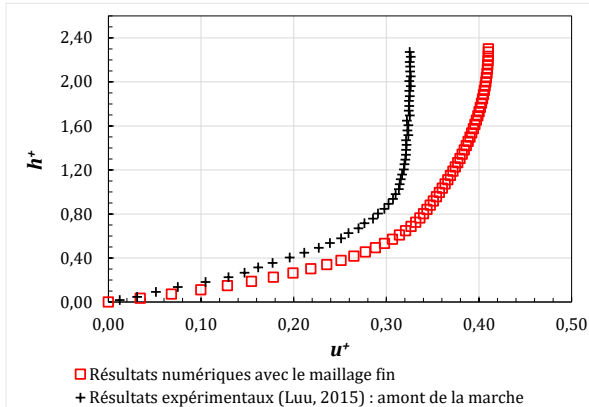


Figure 115 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^* = 0,34$) avec la régularisation bi-visqueuse.

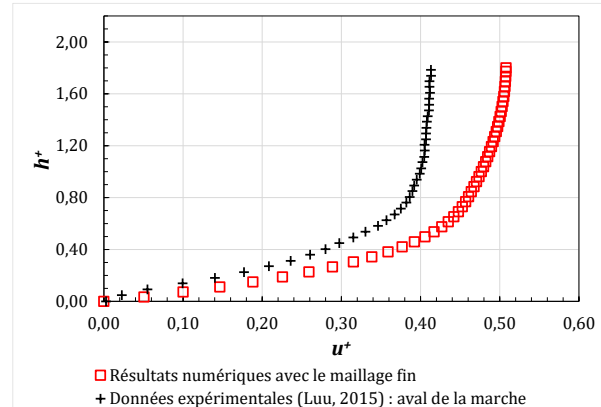


Figure 116 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale à l'aval de la marche avec la régularisation bi-visqueuse.

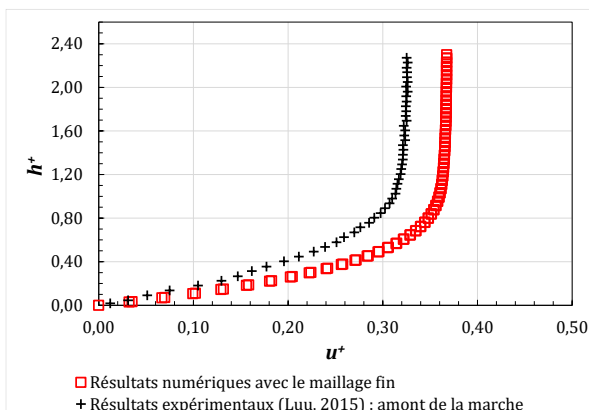


Figure 117 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^* = 0,34$) avec la régularisation de Papanastasiou.

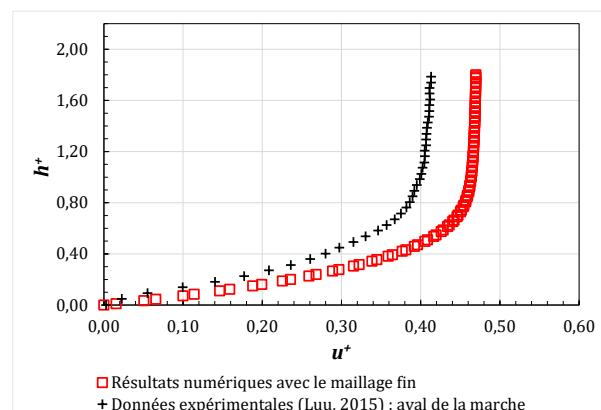


Figure 118 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale à l'aval de la marche avec la régularisation de Papanastasiou.

👉 *A l'issue de cette première comparaison, notons que la régularisation de Papanastasiou conduit aux écarts les plus faibles avec l'expérimental. Elle permet de réduire les écarts de moitié avec l'expérimental par rapport à la régularisation bi-visqueuse, si l'on considère comme critère la vitesse maximale.*

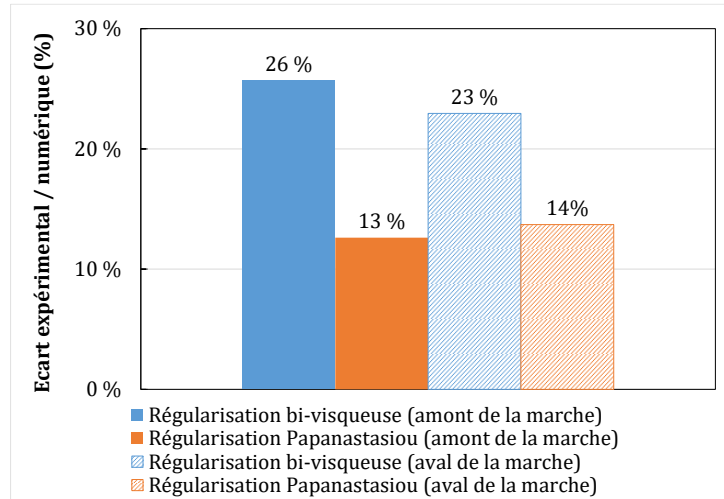


Figure 119 : Comparaison des vitesses maximales numériques u^+ avec les données expérimentales : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales.

☞
 A ce stade de l'analyse, il est fort probable que la précision des résultats numériques obtenus soit influencée par les conditions aux limites ne correspondant pas aux conditions expérimentales, soit par les incertitudes sur les mesures rhéométriques, soit par le paramétrage des modèles régularisés dans le code de calcul. Nous avons souhaité investiguer ce dernier aspect en faisant varier la viscosité de régularisation et le paramètre m dans les régularisations. Cette analyse est proposée au prochain paragraphe.

Sensibilité à la régularisation

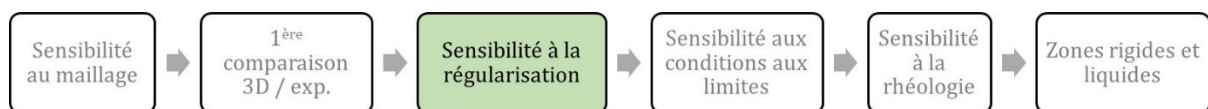


Figure 120 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Les paramètres au sein de chaque régularisation rhéologique (η_0 pour le modèle bi-visqueux et m pour le modèle de Papanastasiou) sont investigués. Le débit de $52,0 \text{ cm}^3/\text{s}$ est mis en œuvre avec le maillage fin et des conditions aux limites ne tenant compte d'aucun glissement au niveau des parois (configuration CL_0).

L'objectif est de déterminer si ces paramètres ont un impact prépondérant ou non sur les résultats numériques. En effet, nous avons pu constater, dans le cas des expériences de Debiante (Debiante, 2000) que le paramètre η_0 de la régularisation bi-visqueuse influençait la position des interfaces rigide/liquide au sein de l'écoulement selon la valeur qu'il prenait (cf. chapitre 4.2.3.3).

Dès lors, sept configurations sont testées en faisant varier η_0 et m indépendamment dans chaque régularisation. Pour rappel, les valeurs employées ont été introduites par le Tableau 25 au chapitre 4.3.2. Une représentation des régularisations est proposée en Annexe 16.

Les résultats de l'analyse de sensibilité aux paramètres de régularisation sont présentés de la manière suivante :

- **Etape 1** : nous évaluons uniquement la sensibilité des résultats numériques aux paramètres de régularisation ;
- **Etape 2** : les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats numériques.

➤ **Etape 1 : sensibilité des résultats numériques aux paramètres de régularisation**

La première étape présente les résultats numériques obtenus en faisant varier les paramètres de régularisations pour chaque modèle régularisé, de façon indépendante. Les Figure 121 et Figure 122 introduisent les profils de vitesse numériques correspondant respectivement aux variations réalisées sur la viscosité de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux. De façon similaire, les Figure 123 et Figure 124 introduisent les profils de vitesse numériques correspondant respectivement aux variations réalisées sur le paramètre m dans le modèle de Papanastasiou.

Pour la régularisation bi-visqueuse, on observe que globalement les résultats numériques sont modifiés lorsque la viscosité de régularisation passe de $\eta_0^+ = 1,8 \times 10^1$ à $\eta_0^+ = 1,8 \times 10^3$. A l'amont de la marche, quel que soit la valeur de la viscosité de régularisation, les profils de vitesse sont les mêmes jusqu'à une valeur de hauteur $h^+ = 0,50$. Au-delà de cette hauteur, le profil de vitesse pour une valeur de η_0^+ à $1,8 \times 10^1$ se distingue des autres résultats. On note la même tendance à l'aval de la marche (cf. Figure 122) à partir d'une hauteur de $h^+ = 0,80$. Pour la régularisation de Papanastasiou, on note que l'allure des profils de vitesse n'est pas modifiée lorsque la valeur du paramètre m change dans le code numérique. Ce constat est relevé aussi bien à l'amont de la marche (cf. Figure 123) qu'à l'aval de la marche (cf. Figure 124).

Une synthèse des résultats en termes de vitesses maximales est proposée par le Tableau 29 pour la régularisation bi-visqueuse et par le Tableau 30 pour celle de Papanastasiou. L'écart relatif a été déterminé par rapport aux simulations effectuées avec les valeurs initiales renseignées pour chaque régularisation ($\eta_0^+ = 1,8 \times 10^1$ et $m = 1,0 \times 10^2$).

Tableau 29 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : vitesses numériques maximales u^+ .

Viscosité de régularisation η_0^+		$1,8 \times 10^1$	$1,8 \times 10^3$	$1,8 \times 10^4$	$1,8 \times 10^5$
Amont de la marche	u^+ numérique	0,410	0,366	0,366	0,366
	Ecart par rapport à simulation avec le paramétrage initial		- 10,9 %	- 10,9 %	- 10,9 %
Aval de la marche	u^+ numérique	0,508	0,472	0,473	0,473
	Ecart par rapport à simulation avec le paramétrage initial		- 7,2 %	- 6,9 %	- 6,9 %

Tableau 30 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : vitesses numériques maximales u^+ .

Paramètre m		$1,0 \times 10^2$	$1,0 \times 10^3$	$1,0 \times 10^4$
Amont de la marche	u^+ numérique	0,368	0,366	0,366
	Ecart par rapport à simulation avec le paramétrage initial		- 0,3 %	- 0,3 %
Aval de la marche	u^+ numérique	0,470	0,472	0,474
	Ecart par rapport à simulation avec le paramétrage initial		+ 0,5 %	+ 0,8 %

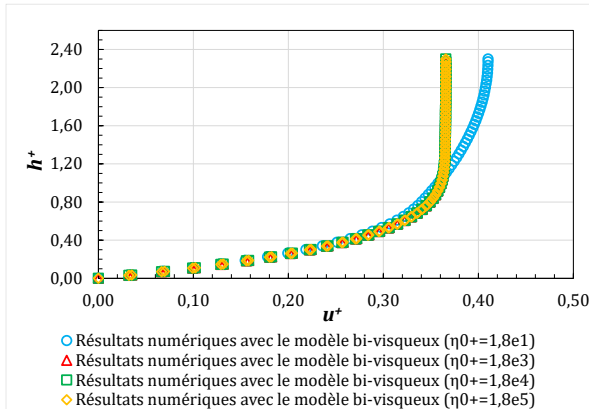


Figure 121 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

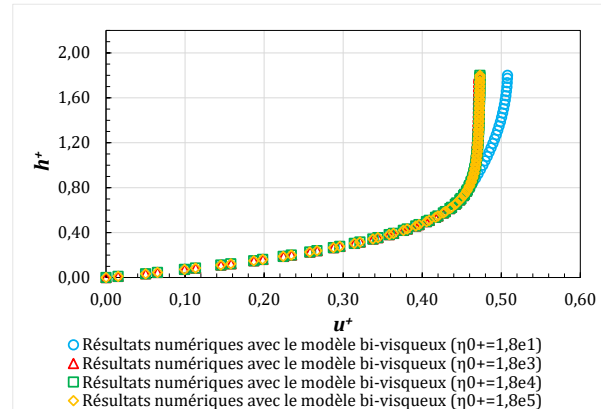


Figure 122 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en aval de la marche.

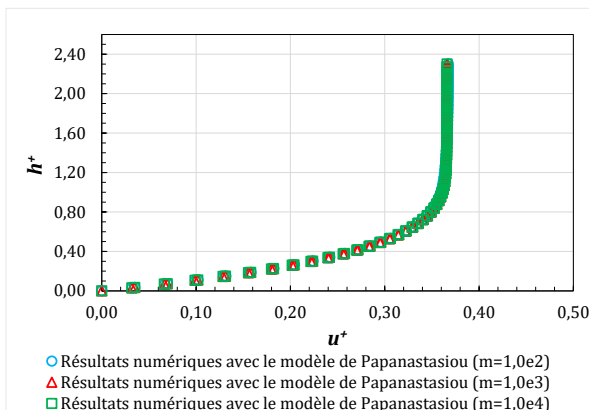


Figure 123 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

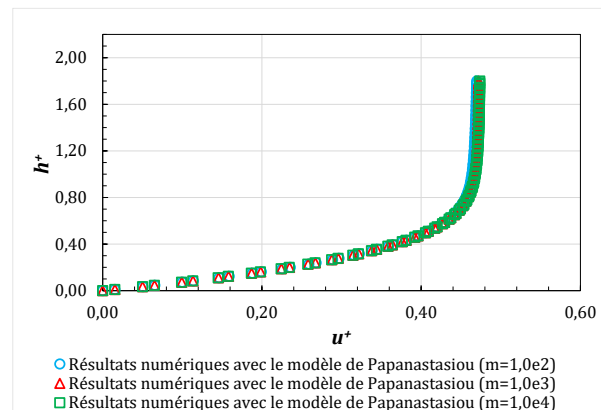


Figure 124 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en aval de la marche.

Les résultats numériques présentent une plus forte sensibilité au paramétrage de la régularisation bi-visqueuse. Cette sensibilité n'apparaît plus lorsque la viscosité de régularisation est renseignée dans le code de calcul avec une valeur supérieure ou égale à $1,8 \times 10^3$. Les différentes valeurs testées pour le paramètre m montrent que les résultats ne sont pas sensibles à la régularisation de Papanastasiou (pour les valeurs testées).

Suite à l'analyse de sensibilité des modèles régularisés, une comparaison est désormais proposée avec les résultats expérimentaux.

➤ **Etape 2 : comparaison des résultats numériques avec l'expérimental**

Les Figure 125 et Figure 126 présentent la comparaison numérique / expérimental en termes de profil de vitesse pour la régularisation bi-visqueuse.

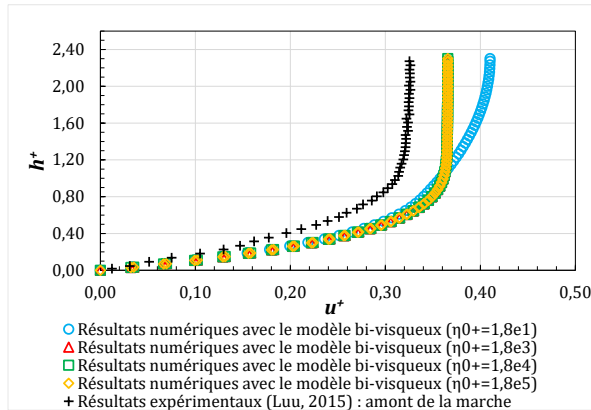


Figure 125 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

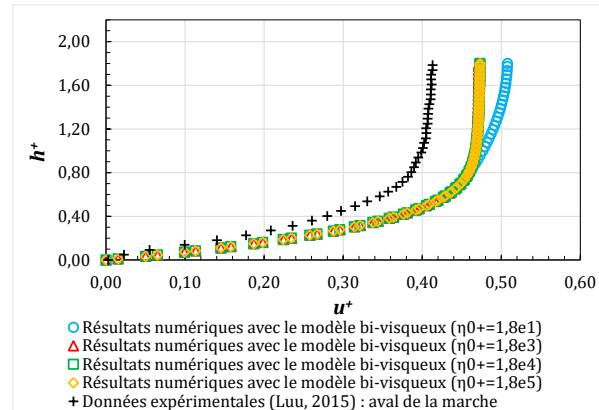


Figure 126 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).

De même pour la régularisation de Papanastasiou avec les Figure 127 et Figure 128 :

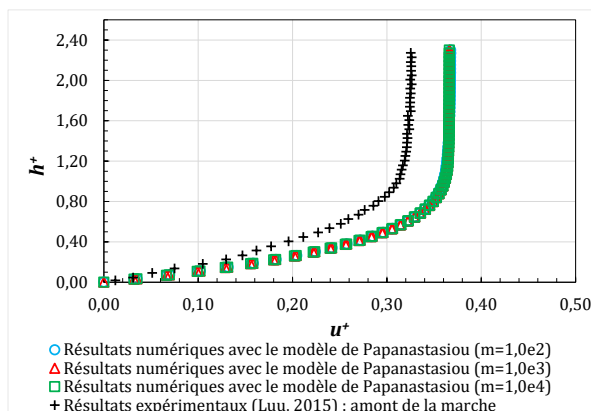


Figure 127 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

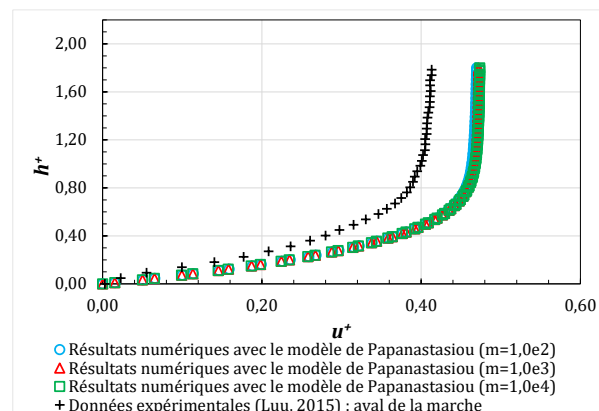


Figure 128 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).

Pour la régularisation bi-visqueuse, les profils de vitesse présentent une allure plus proche des données expérimentales à partir d'une valeur de η_0^+ égale à $1,8 \times 10^3$, en comparaison de la valeur initiale renseignée à $1,8 \times 10^1$. En considérant l'ensemble des valeurs testées, la régularisation de Papanastasiou fournit en moyenne des résultats plus proches de l'expérimental : de l'ordre de 13 % sur la vitesse maximale (cf. Figure 129), contre environ 17 % pour la régularisation bi-visqueuse (cf. Figure 130).

De cette analyse de sensibilité, on peut retenir les éléments suivants. La régularisation de Papanastasiou conduit aux écarts les plus faibles avec les données expérimentales, aussi bien à l'amont qu'à l'aval de la marche. Les résultats numériques sont très peu sensibles aux variations du paramètre m quand celui-ci est modifié dans le code de calcul. Par la suite, on préférera l'approche de Papanastasiou à la régularisation bi-visqueuse. Notre choix s'orientera vers la valeur la plus grande du paramètre m . En effet, plus la valeur de m augmente, plus la courbe numérique représentant la rhéologie du fluide dans le code tend vers le modèle d'Herschel-Bulkley pour de faibles taux de déformations.

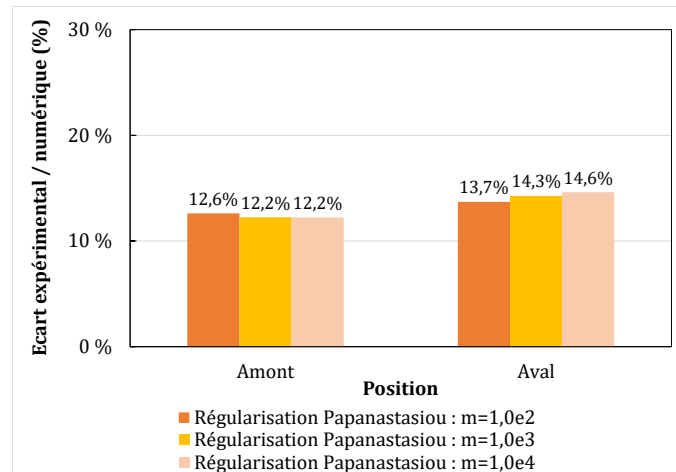


Figure 129 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.

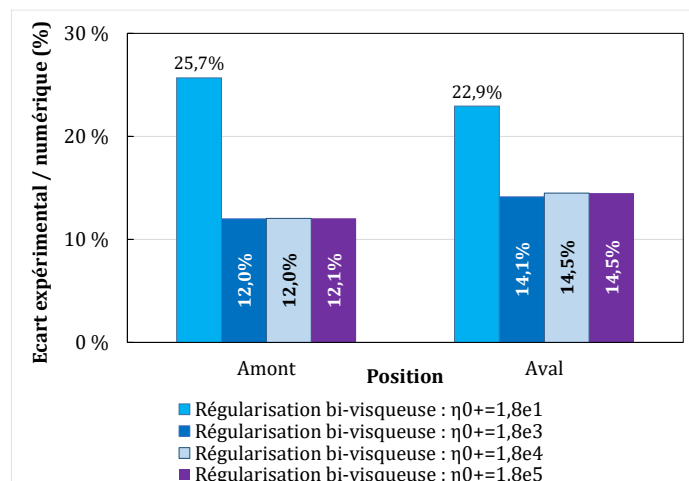



Figure 130 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^+ dans le modèle bi-visqueux : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.

Quelle que soit la régularisation utilisée et la valeur du paramètre associé renseigné dans le code d'OpenFOAM, on constate que les vitesses sont systématiquement surestimées par rapport aux données expérimentales. Cette surestimation nous amène à nous interroger sur la représentativité des conditions expérimentales dans le code numérique, et plus particulièrement les conditions de glissement aux parois. En effet, la nature des parois utilisées sur le banc expérimental (Luu et al., 2015) n'est pas homogène dans le chenal fermé. Pour ces raisons, une

analyse de sensibilité aux conditions aux limites a été menée. Elle est présentée au paragraphe suivant.

 Dans la mesure où la régularisation de Papanastasiou conduit à des résultats plus proches de l'expérimental, nous avons fait le choix de poursuivre l'analyse avec cette approche, en conservant une valeur du paramètre m fixée à $1,0 \times 10^4$.

Sensibilité aux conditions aux limites

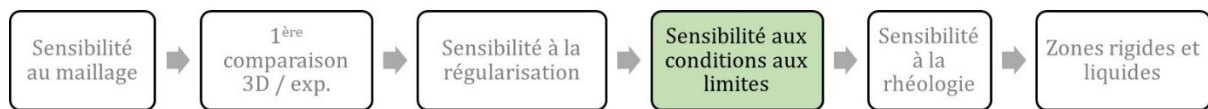


Figure 131 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Les conditions aux limites de vitesse au niveau des parois du chenal fermé sont investiguées. La nature des parois à l'intérieur du chenal diffère selon la face considérée : surface en plexiglas présentant une microrugosité au niveau du radier et de la marche, parois latérales et toit du canal d'aspect lisse pouvant engendrer un glissement de l'écoulement.

Jusqu'ici, la configuration utilisée dans les simulations numériques (CL_0) ne tenait compte d'aucun glissement au niveau des parois de type mur. La vitesse était fixée avec une valeur nulle dans le fichier U du répertoire des conditions aux limites ($0.org$). L'objectif étant de se rapprocher au plus près de la configuration expérimentale et des résultats observés, deux autres alternatives de conditions aux limites sont testées ici. On suppose dans la configuration CL_1 que le glissement intervient sur toutes les parois sauf le fond du canal ainsi que sur les faces d'entrée et de sortie du modèle. Pour ce faire la condition *slip* est employée dans le fichier U comme illustré par l'Annexe 17. Elle permet de définir la paroi comme un mur glissant au niveau duquel la vitesse de l'écoulement est non nulle. Pour la configuration CL_1 (à gauche sur la Figure 314), le glissement est affecté à la surface *WallNorefine* correspondant à la fois aux parois latérales mais aussi au toit du modèle. Pour la configuration CL_2 (à droite sur la Figure 314), le glissement est renseigné uniquement sur les parois latérales désignées par les surfaces *WallLeftNorefine* et *WallRightNorefine*. Le radier (surface *FondNorefine*) et le toit du modèle (surface *WallTopNorefine*) ne sont pas concernés par la condition *slip*.

L'analyse de sensibilité est menée avec le maillage fin et la régularisation de Papanastasiou ($m = 1,0 \times 10^4$). Les résultats de l'analyse de sensibilité aux conditions aux limites sont présentés de la manière suivante :

- **Etape 1** : nous évaluons uniquement la sensibilité des résultats numériques aux conditions aux limites ;
 - **Etape 2** : les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats numériques.
- **Etape 1 : sensibilité des résultats numériques aux conditions aux limites**

La première étape présente les résultats numériques obtenus en faisant varier les conditions aux limites. Les Figure 132 et Figure 133 introduisent respectivement les résultats à l'amont et à l'aval

de la marche brusque. La configuration sans glissement (CL_0) est représentée par les cercles bleus. La série tracée avec les carrés verts matérialise la configuration CL_1 soit un glissement sur toutes les parois murales. Enfin, les losanges jaunes représentent les résultats de simulations lorsque le glissement agit uniquement sur les parois latérales (CL_2).

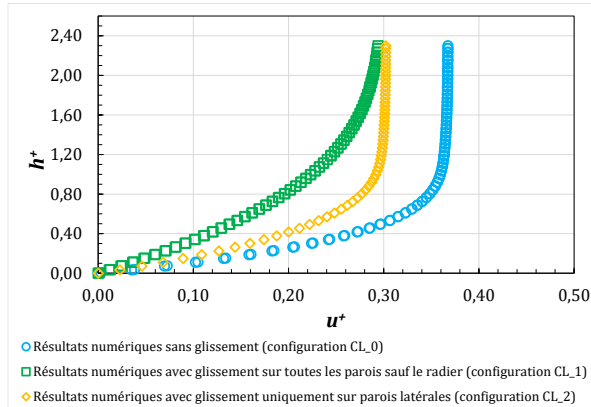


Figure 132 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^* = 0,34$).

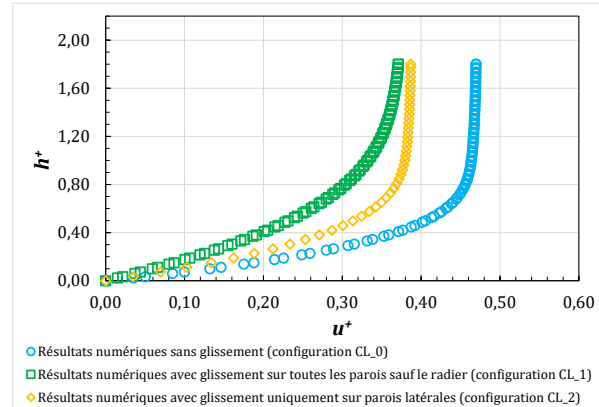


Figure 133 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^* = 0,80$).

Les profils de vitesses numériques obtenus présentent une sensibilité aux conditions aux limites. On constate que l'ajout d'une condition de glissement au niveau des parois à tendance à faire diminuer l'intensité du champ de vitesse, aussi bien à l'amont qu'à l'aval de la marche. En effet, la vitesse maximale u^* à l'amont est réduite de 0,366 à 0,302 lorsque le glissement est effectif uniquement sur les parois latérales (0,294 lorsque le glissement agit sur toutes les parois). De même à l'aval de la marche, la vitesse chute de 0,470 à 0,387 (configuration CL_2) puis 0,371 (configuration CL_1). Ces diminutions de la vitesse traduisent la non-adhérence du fluide sur certaines faces du canal. Une synthèse des résultats en termes de vitesses maximales est proposée par le Tableau 31.

Tableau 31 : Sensibilité aux conditions aux limites : vitesses numériques maximales u^* .

Conditions aux limites		CL_0	CL_1	CL_2
<i>Glissement</i>		Aucun	Parois latérales + Toit	Parois latérales
<i>Amont de la marche</i>	u^* numérique	0,366	0,294	0,302
	Ecart par rapport à simulation avec la condition CL_0		- 20,0 %	- 17,8 %
<i>Aval de la marche</i>	u^* numérique	0,470	0,371	0,387
	Ecart par rapport à simulation avec la condition CL_0		- 21,0 %	- 17,7 %

L'écart relatif a été déterminé par rapport aux simulations effectuées avec les conditions aux limites initiales (CL_0), à savoir la prise en compte d'aucun phénomène de glissement dans tout le domaine de calcul.

La forte sensibilité des résultats numériques aux conditions aux limites nous amène à nous intéresser plus en détails au champ de vitesse de l'écoulement, dans une section transversale. La Figure 134 représente une coupe transversale du champ de vitesse adimensionnel à l'amont de la

marche ($x^+ = 0,34$) pour la configuration CL_0. L'axe des abscisses représente la largeur de la géométrie. L'axe des ordonnées représente la hauteur de la géométrie. La représentation est colorée selon l'intensité du champ de vitesse adimensionnel. L'absence de glissement traduit la présence d'une couche limite au niveau de chaque paroi, zone dans laquelle le profil de vitesse présente un gradient positif. Les vitesses maximales ($u^+ > 0,30$) sont atteintes au centre du chenal et représentent environ 50,3 % de la section de passage transversale.

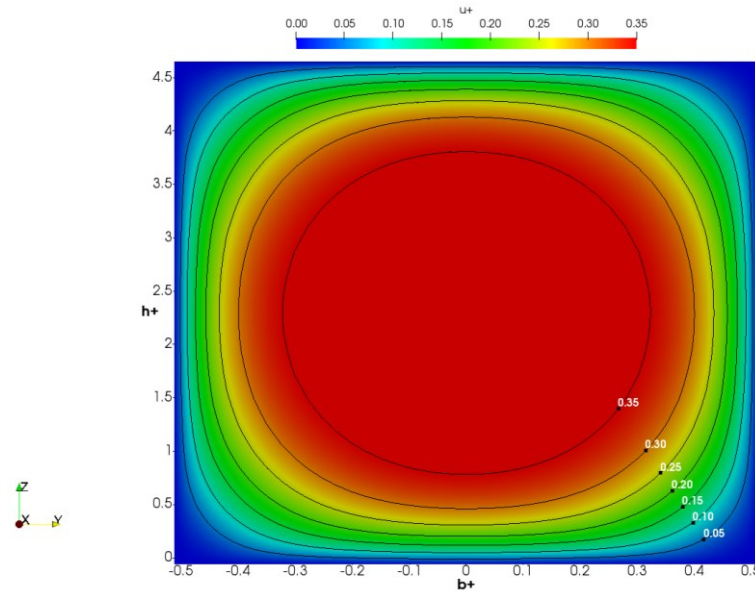



Figure 134 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) : aucun glissement aux parois (CL_0).

La Figure 135 présente la même typologie de résultats pour la configuration CL_1. L'ajout d'une condition de glissement sur toutes les parois sauf le fond du chenal conduit à un gradient de vitesse uniquement selon l'axe vertical. Les vitesses maximales ($u^+ > 0,30$) correspondant aux zones où le fluide présente un comportement rigide sont atteintes dans la partie haute du chenal. Elles représentent environ 31,6 % de la section de passage transversale totale.

Enfin, la Figure 136 introduit les résultats pour la configuration CL_2, à savoir une condition de glissement uniquement sur les parois latérales. Le gradient de vitesse augmente du fond vers le centre du canal ($h^+ = 2,30$), et de façon similaire du toit vers le centre (de haut en bas). Les vitesses maximales sont observées dans une zone centrale comprise entre $h^+ = 1,40$ et $h^+ = 3,20$, sur toute la largeur de la section. Elles représentent environ 37,4 % de la section transversale.

 Cette analyse de sensibilité met en évidence l'impact non négligeable des effets de bords sur la distribution du champ de vitesse dans le canal.

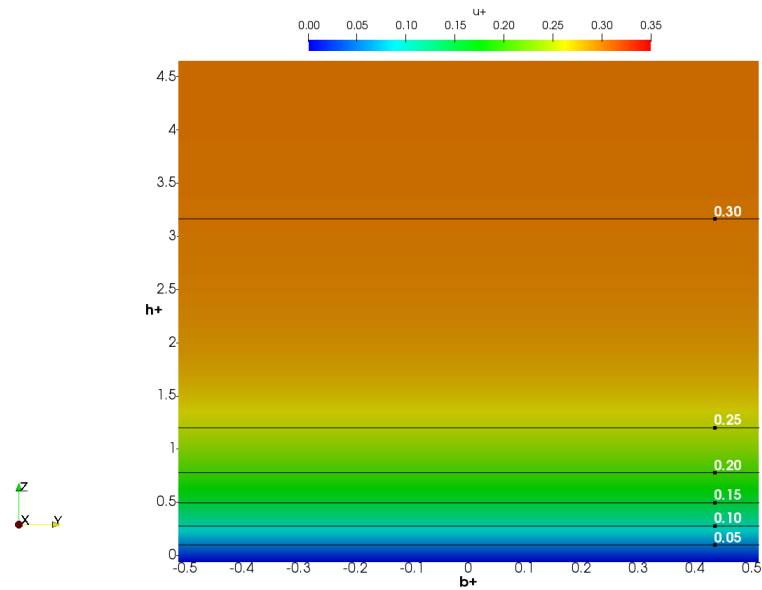


Figure 135 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^* = 0,34$) : glissement au niveau des parois latérales et du toit (CL_1).

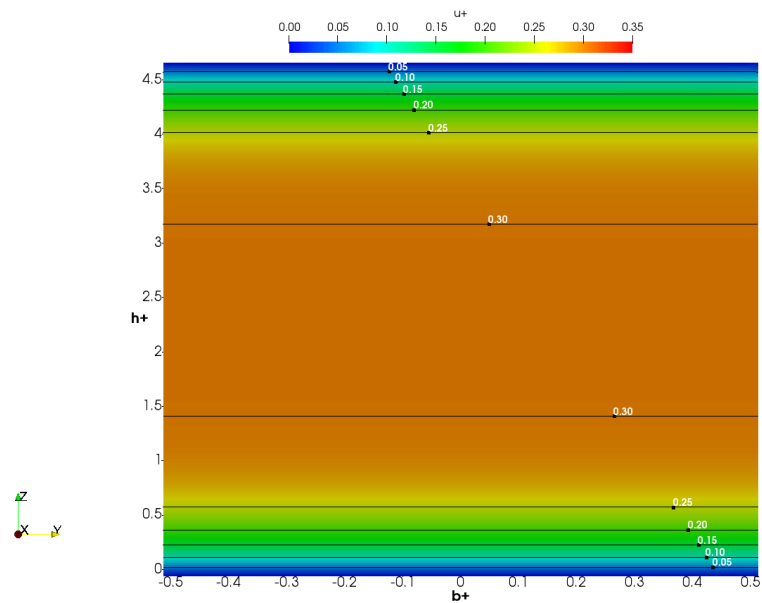


Figure 136 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^* = 0,34$) : glissement uniquement au niveau des parois latérales (CL_2).

Suite à l'analyse de sensibilité des conditions aux limites, une comparaison est désormais proposée avec les résultats expérimentaux.

➤ **Etape 2 : comparaison des résultats numériques avec l'expérimental**

Les Figure 137 et Figure 138 introduisent la comparaison numérique / expérimental en termes de profil de vitesse pour les différentes conditions aux limites testées.

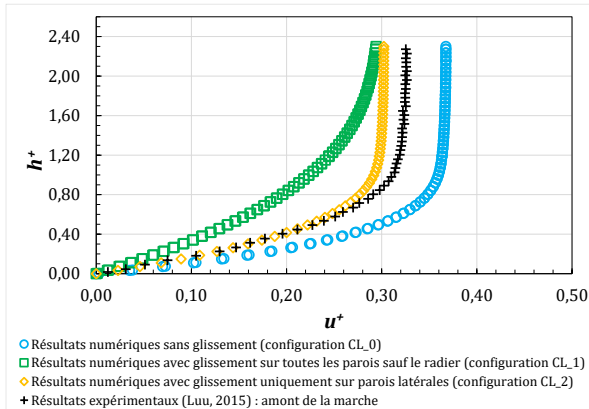


Figure 137 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^* = 0,34$).

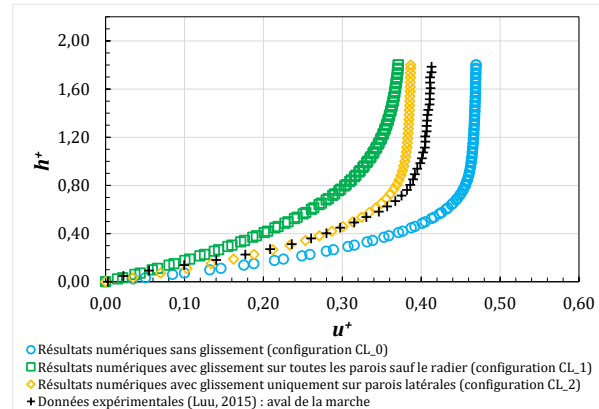


Figure 138 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^* = 0,80$).

Une synthèse des écarts relatifs entre le modèle numérique et l'expérimental est proposée par la Figure 139.

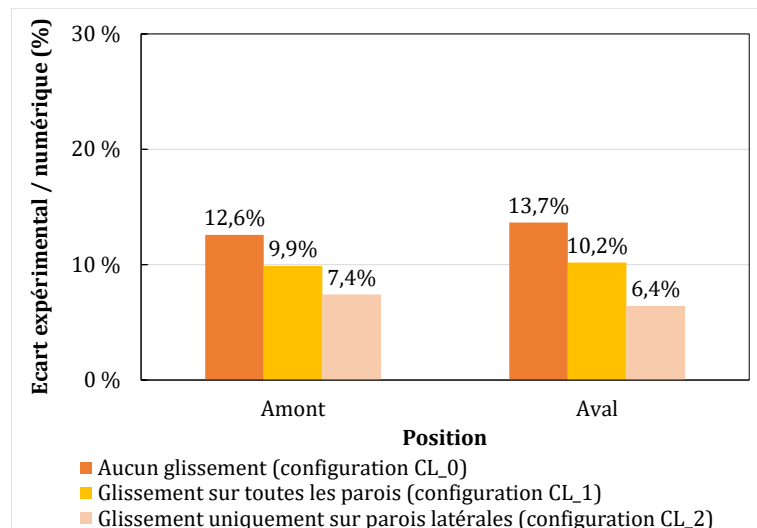



Figure 139 : Sensibilité aux conditions aux limites : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.

D'après les résultats obtenus, on note que l'ajout de glissement au niveau des parois du modèle engendre une diminution des vitesses conduisant à les sous-estimer par rapport aux mesures expérimentales. Sans glissement, le modèle a tendance à surestimer les vitesses expérimentales.

 En faisant varier les conditions aux limites, le modèle permet d'encadrer la solution expérimentale.

La prise en compte du glissement sur toutes les parois (configuration CL_1) aboutit à des profils de vitesses, non seulement sous-estimés de l'ordre de 10 % (cf. Figure 139), mais dont l'allure et la courbure diffèrent significativement de l'expérimental. Les écarts les plus faibles sont obtenus avec la configuration CL_2, à savoir un glissement uniquement sur les murs latéraux. Cette hypothèse se rapproche davantage des conditions d'expérimentation (Luu *et al.*, 2015). L'écart

moyen sur la vitesse maximale u^+ est de l'ordre de 6,9 % dans ce cas, si l'on considère les deux positions spatiales d'observation (cf. Figure 139). Avec ce type de condition, les profils de vitesse sont fidèlement reproduits par le modèle numérique dans leur partie basse, zone où le fluide est cisailé ($h^+ < 0,60$ à l'amont ; $h^+ < 0,55$ à l'aval). Dans leur partie haute (zone où le fluide devient rigide), les profils de vitesse tendent vers une asymptote verticale plus rapidement que les profils mesurés et constamment en sous-estimation.

☞ *La configuration permettant de se rapprocher au plus près des conditions expérimentales est celle tenant compte d'une condition de glissement effective uniquement sur les parois latérales du canal (CL_2). Avec cette condition, les résultats numériques obtenus présentent une cohérence avec la description de la nature des parois du canal faite par les auteurs (Luu et al., 2015).*

A ce stade de l'analyse, il est fort probable que les écarts constatés entre les résultats numériques et expérimentaux soient influencés par les incertitudes liées aux mesures rhéologiques (de l'ordre de 10 %). Nous avons souhaité cet aspect en faisant varier les valeurs de la contrainte seuil et de la consistance. Cette dernière analyse de sensibilité est développée au paragraphe suivant.

☞ *Dans la mesure où la condition CL_2 (glissement uniquement sur les parois latérales de la conduite fermée) conduit à des résultats numériques plus proches de l'expérimental, nous avons fait le choix de poursuivre l'analyse avec ce paramétrage.*

Sensibilité à la rhéologie



Figure 140 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Compte-tenu des incertitudes annoncées (Luu *et al.*, 2015) pour les mesures rhéologiques, la sensibilité des résultats numériques a été jugée en modifiant indépendamment les valeurs de la contrainte seuil et de la consistance du modèle d'Herschel-Bulkley. Chacun de deux paramètres subit une variation de plus 10 % de sa valeur (relativement aux valeurs mesurées testés jusqu'ici).

Les résultats de l'analyse de sensibilité à la rhéologie sont présentés de la manière suivante :

- **Etape 1** : nous évaluons uniquement la sensibilité des résultats numériques à la rhéologie ;
- **Etape 2** : les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats numériques.

➤ **Etape 1 : sensibilité des résultats numériques à la rhéologie**

La première étape présente les résultats numériques obtenus en faisant varier la contrainte seuil et la consistance de + 10 %. Les Figure 141 et Figure 142 présentent les profils de vitesse numériques correspondant respectivement aux variations réalisées sur la contrainte seuil τ_c et la consistance K .

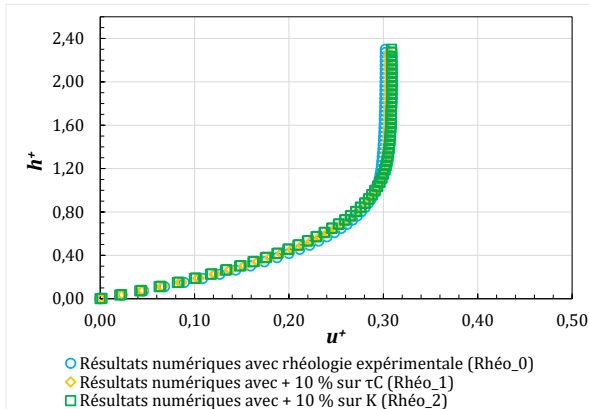


Figure 141 : Sensibilité à la rhéologie : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

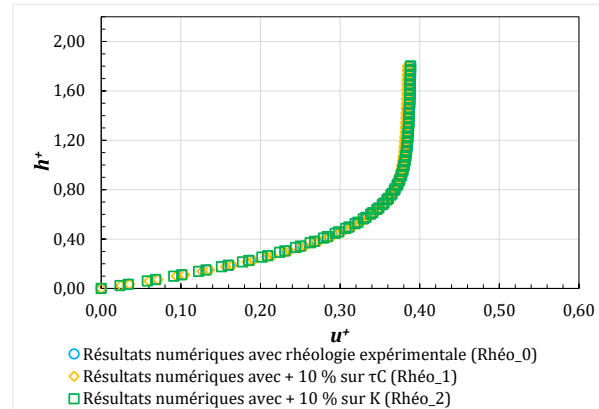



Figure 142 : Sensibilité à la rhéologie : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).

Les résultats obtenus mettent en avant la faible sensibilité des résultats aux variations des paramètres rhéologiques. En effet, on observe de très faibles écarts entre les différentes configurations rhéologiques testées. On pouvait s'attendre ici à des variations plus conséquentes des résultats numériques comme cela avait été le cas dans les expériences de Debiane (cf. 4.2.3.3). Cette hypothèse de départ n'est pas complètement vérifiée ici. Le Tableau 32 propose une synthèse des résultats obtenus en termes de variations. L'écart relatif a été déterminé par rapport aux simulations effectuées avec la rhéologie expérimentale (Rhéo_0 ; cf. Tableau 26).

Tableau 32 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : vitesses numériques maximales u^+ .

Rhéologie		Exp.	+ 10 % sur τ_c	+ 10 % sur K
Amont de la marche	u^+ numérique	0,302	0,309	0,306
	Ecart par rapport à simulation avec la rhéologie expérimentale		+ 2,3 %	+ 1,3 %
Aval de la marche	u^+ numérique	0,387	0,389	0,385
	Ecart par rapport à simulation avec la rhéologie expérimentale		+ 0,5 %	- 0,5 %

 Les résultats numériques sont très peu sensibles à l'augmentation des valeurs des paramètres rhéologiques τ_c et K .

Suite à l'analyse de sensibilité à la rhéologie, une comparaison est désormais proposée avec les résultats expérimentaux.

➤ **Etape 2 : comparaison des résultats numériques avec l'expérimental**

Les Figure 143 et Figure 144 présentent la comparaison des résultats numériques avec les profils de vitesse mesurés en amont et en aval de la marche brusque. Une augmentation de 10 % de la valeur de la consistance K (Rhéo_2) permet de réduire les écarts entre le modèle numérique et l'expérimental en termes de vitesses maximales (cf. Figure 145), mais les déviations avec les autres hypothèses rhéologiques demeurent très faibles. En moyenne (position amont et aval

confondues), l'écart est de l'ordre de 5,6 % sur les vitesses maximales, en sous-estimation à chaque fois par rapport aux valeurs expérimentales.

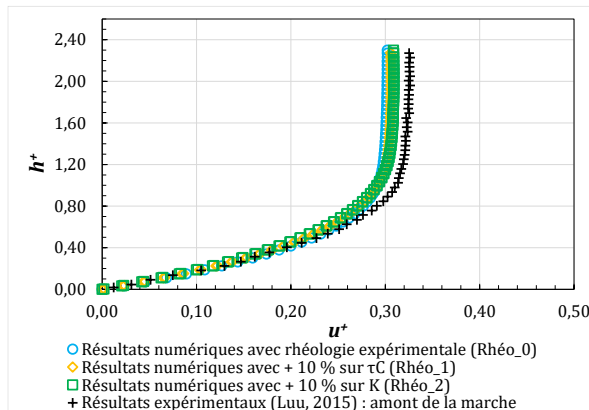


Figure 143 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des profils de vitesse numériques avec les données expérimentales à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).

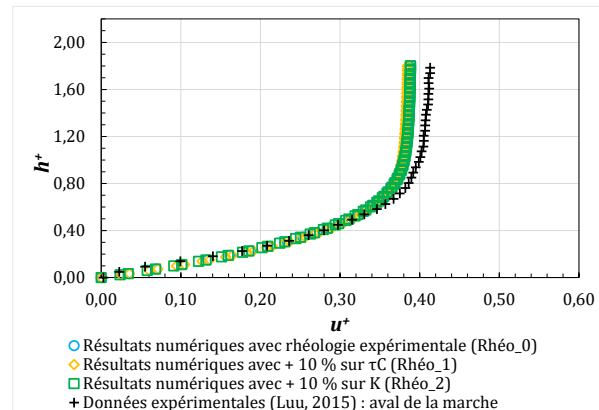


Figure 144 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des profils de vitesse numériques avec les données expérimentales à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).

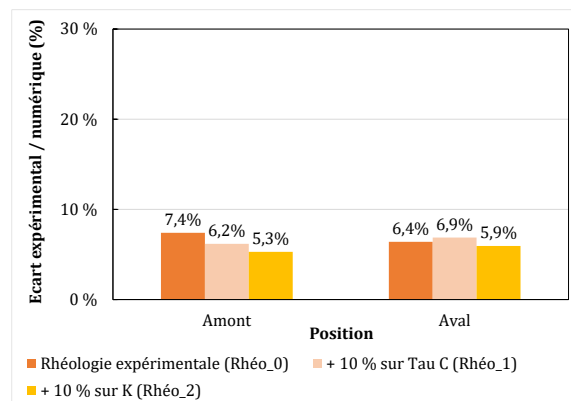



Figure 145 : Sensibilité à la rhéologie : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.

En conclusion de l'analyse, on note que les résultats numériques présentent une sensibilité moindre aux variations des paramètres rhéologiques que ce qui pouvait être envisagé au regard des résultats obtenus dans le cas des expériences de Debiane.

 Dans la mesure où une augmentation de la consistance K de 10 % (Rhéo_2) conduit à des résultats plus proches de l'expérimental, nous avons fait le choix de poursuivre l'analyse avec ce paramétrage, notamment l'investigation des zones rigides et liquides.

Investigations des zones rigides et liquides

La Figure 147 présente les lignes de courant de l'écoulement. Elles sont représentées et coloriées selon l'intensité de la vitesse adimensionnelle u^+ . Au pied de la marche brusque, elles présentent un décollement à la paroi et ont tendance à s'éloigner du fond du chenal fermé.

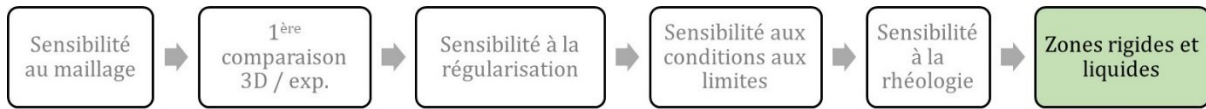


Figure 146 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.

Cela conduit à l'apparition d'une zone morte au pied de la marche, sans écoulement et sans recirculation. Ces observations numériques concordent avec les observations expérimentales (Luu *et al.*, 2015) des lignes de courant (cf. Figure 106), indiquant la présence d'une zone rigide immobile à cet endroit.

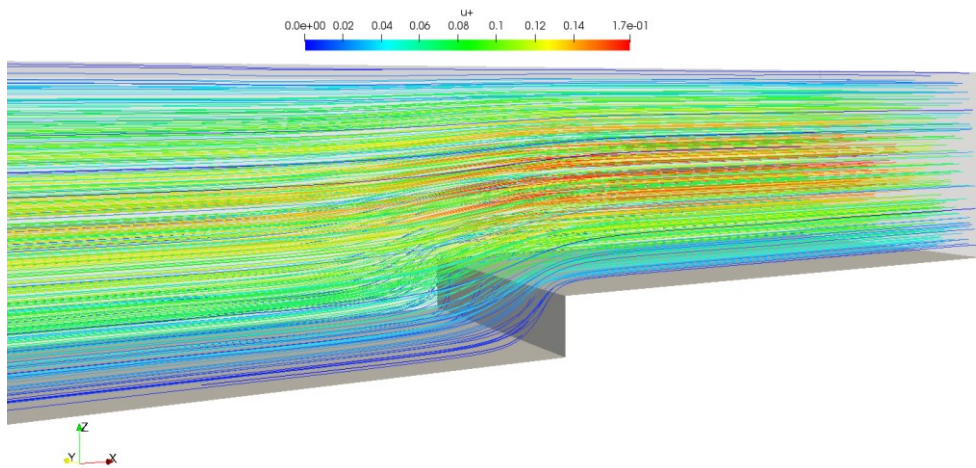



Figure 147 : Représentation des lignes de courant dans la géométrie, coloriées selon l'intensité de la vitesse adimensionnelle.

La position des interfaces entre zones rigides et liquides a été préalablement investiguée dans le cadre du traitement numérique des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2.3.3). Les conclusions de l'analyse ont conduit à retenir le critère basé sur le champ de contrainte afin d'identifier la position des interfaces dans l'écoulement. Cette approche est reprise ici afin de confronter les résultats numériques à des mesures expérimentales, ce qui n'avait pas été possible pour le cas de Debiane.

 *L'objectif est de juger la validité et la représentativité d'une approche basée sur un critère de contrainte. Le cas contraire, il s'agira d'identifier les limites de cette méthode compte-tenu des hypothèses de modélisation, notamment la régularisation de la loi d'Herschel-Bulkley dans le code de calcul.*

L'investigation des zones rigides et liquides s'appuie sur les derniers résultats obtenus au paragraphe précédent, présentant les écarts les plus faibles avec l'expérimental. Cette configuration correspond à la combinaison suivante : régularisation de Papanastasiou avec $m = 1,0 \times 10^2$, présence d'un glissement sur les parois latérales (CL_2), et augmentation de 10 % de la consistance K (Rhéo_2). Le champ de contrainte est calculé en post-traitement à l'issue des simulations (cf. Équation (46) au chapitre 4.2.3.3). Dès lors, l'interface solide/liquide correspond à l'isoligne (dans le plan xOz) reliant tous les points possédant la valeur du seuil de contrainte. Les résultats obtenus sont présentés par la Figure 148.

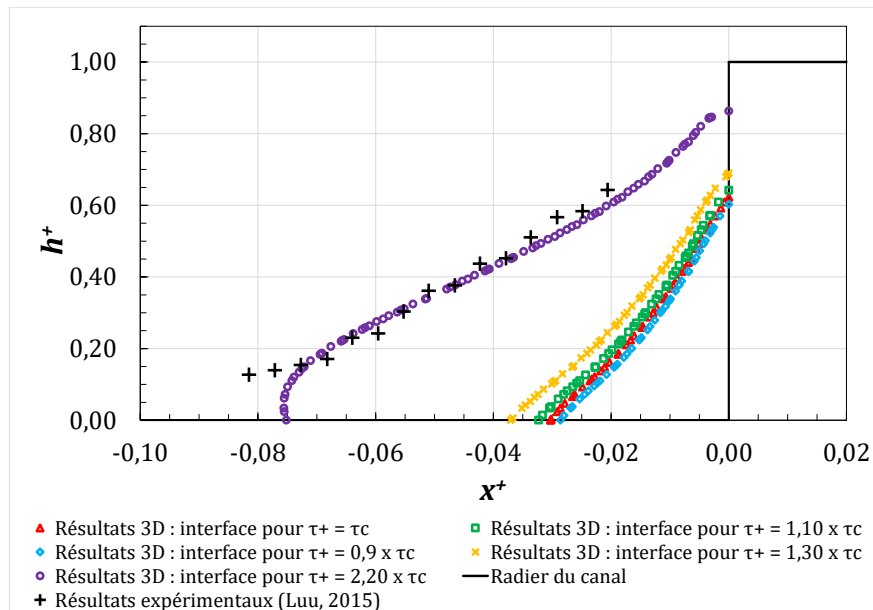


Figure 148 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de $52,0 \text{ cm}^3/\text{s}$.

La paroi du radier du chenal est représentée par le trait noir continu et les mesures expérimentales sont matérialisées par les croix noires. Les triangles rouges correspondent à l'interface pour un critère de contrainte égale à la contrainte seuil mesuré (ici $\tau_c = 1,36 \text{ Pa}$). On note que la position de l'interface numérique est éloignée des observations expérimentales. Elle demeure proche de la marche brusque. Compte-tenu des incertitudes liées aux mesures rhéologiques et donc sur la valeur de la contrainte seuil, plusieurs interfaces ont été tracées en faisant varier la valeur de contrainte de +10 % (carrés verts sur la Figure 148), -10 % (losanges bleus sur la Figure 148), et +30% (croix jaunes sur la Figure 148). Les résultats varient faiblement lorsque le critère de contrainte est modifié. Les interfaces numériques restent proches de la marche et ont très peu tendance à se rapprocher des mesures expérimentales.

La limite de l'analyse de sensibilité a été amenée plus loin en cherchant à déterminer la valeur de contrainte (numérique) permettant de coller au mieux avec l'expérimental. Des résultats numériques proches de l'expérimental ont été obtenus en utilisant un critère de coupure correspondant à une valeur de contrainte seuil augmentée de +120 % (cercles violets sur la Figure 148). Certes, les écarts sont réduits entre numérique et expérimental mais ces résultats 3D sont dénués de leur sens physique. En effet, au regard des hypothèses de départ qui s'appuyaient sur les résultats théoriques obtenus sur le cas de Debiane, on s'attendait à ce que l'interface numérique soit relativement proche de l'expérimental pour un critère de coupure correspondant au maximum à une augmentation de 30 % de la contrainte (incertitudes sur les mesures rhéologiques estimées à $\pm 30 \%$ dans le cas des expériences de Debiane).

A ce stade de l'analyse, les résultats obtenus en termes de positionnement des interfaces rigide/liquide nous amènent à la conclusion suivante. Malgré l'augmentation exponentielle de la pente (viscosité) pour de faibles valeurs de taux de cisaillement, la régularisation de Papanastasiou fournit un champ de contrainte peu représentatif de la réalité, notamment près de la valeur du seuil de contrainte (cf. Figure 149).

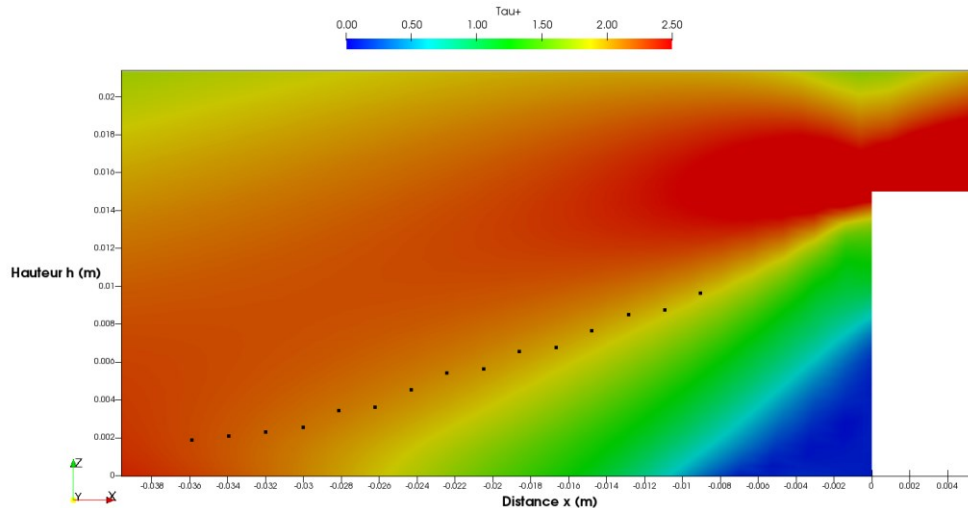


Figure 149 : Champ de contrainte adimensionnelle numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de $52,0 \text{ cm}^3/\text{s}$; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu *et al.*, 2015).

A défaut de pouvoir s'appuyer sur le champ de contrainte, le champ de vitesse est investigué. Celui-ci est fourni, sous sa forme adimensionnelle, par la Figure 150. Sur cette figure, trois courbes noires ont été tracées. Elles représentent des isovaleurs de vitesse pour $u^+ = 0,034$; $u^+ = 0,0445$, et $u^+ = 0,055$. Les valeurs expérimentales (points noirs) sont ainsi comprises entre $u^+ = 0,034$ et $u^+ = 0,055$: soit un intervalle où les bornes inférieure et supérieure correspondent respectivement à des valeurs égales à 13 % et 22 % de la vitesse moyenne de l'écoulement (dans la section transversale).

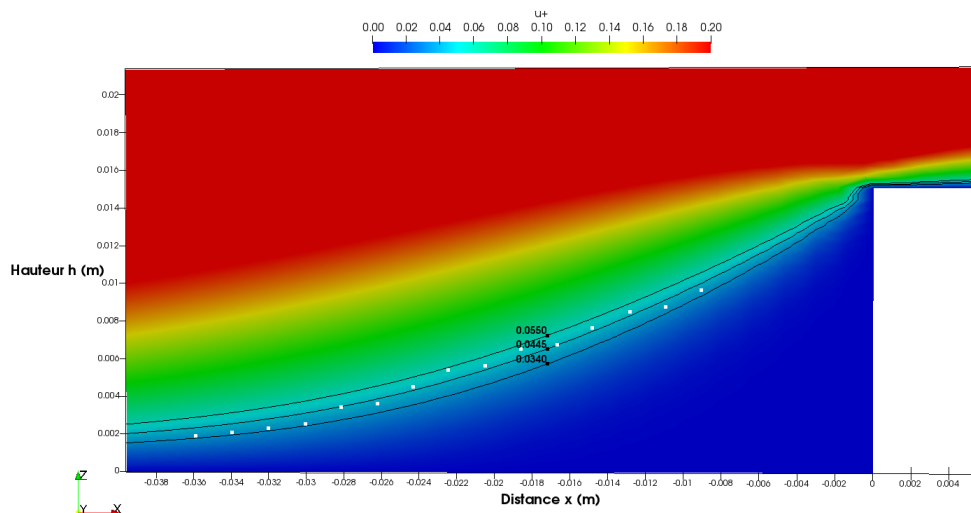



Figure 150 : Champ de vitesse adimensionnelle numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de $52,0 \text{ cm}^3/\text{s}$; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu *et al.*, 2015).

 *Le modèle numérique n'est pas prédictif sur la position des zones rigides et liquides selon un critère basé sur la contrainte. Par contre, le champ de vitesse fournit une tendance quant à la position de la zone de transition.*

Les valeurs expérimentales sont également confrontées au champ du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, comme le montre la Figure 151. Les résultats montrent que l'interface solide/liquide expérimentale est comprise entre des taux de cisaillement $\dot{\gamma}^*$ allant de 0,86 à 1,08. Sous forme dimensionnelle, l'intervalle de $\dot{\gamma}$ est le suivant : [0,58 ; 0,73] s⁻¹. En utilisant la régularisation de Papanastasiou, cet intervalle numérique de taux de cisaillement correspond à un intervalle de contrainte τ^* allant de 2,18 à 2,28. Le même calcul effectué avec le modèle d'Herschel-Bulkley fournit des résultats identiques. Cela confirme que le modèle numérique n'est pas représentatif, dans le cas étudié, du taux de cisaillement réel.

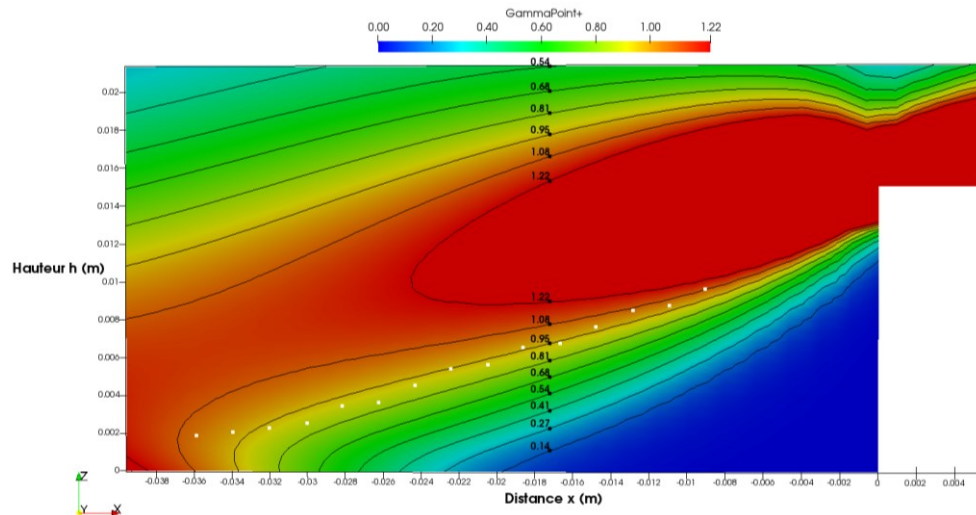


Figure 151 : Champ du taux de cisaillement adimensionnel numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de 52,0 cm³/s ; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu *et al.*, 2015).

Au regard des résultats obtenus, le critère de la contrainte seuil ne semble pas convenir à l'identification de la position des interfaces entre les zones liquides et rigides. De même, l'analyse du champ de vitesse et du taux de cisaillement ne met pas en évidence, pour le cas étudié, une limite franche entre les deux zones. On constate toutefois que l'analyse du champ de vitesse fournit à l'utilisateur une tendance quant à la position de la zone de transition entre les parties rigides et solides, sans qu'une valeur précise de vitesse (seuil de coupure) ne puisse être définie, quel que soit la configuration expérimentale étudiée.

4.3.4. Conclusion des expériences de Luu

Le modèle numérique 3D a été mis en œuvre pour une configuration d'écoulement en charge de fluide à seuil dans un canal fermé rectangulaire, correspondant aux expériences conduites par Luu (Luu *et al.*, 2015). A travers ce cas test, nous avons jugé la sensibilité des résultats numériques à la régularisation rhéologique employée et à son paramétrage, aux conditions aux limites et à la rhéologie. Les différentes simulations numériques ont permis d'amener des éléments de réponses aux verrous préalablement définis (cf. chapitre 4.1).

En premier lieu, une analyse de sensibilité au maillage a été conduite. Elle a mis en avant la **nécessité d'utiliser un maillage suffisamment fin pour décrire avec précision le champ de vitesse (plus de 30 mailles sur la hauteur).**

Les modèles régularisés ont été investigués. Le modèle bi-visqueux, déjà présent dans le code de calcul, a été confronté à la régularisation de Papanastasiou. Cette approche a nécessité une implémentation spécifique d'une nouvelle partie du code dans OpenFOAM afin de tenir compte de l'expression de la régularisation. La comparaison des deux régularisations a mis en exergue les éléments suivants. **La régularisation de Papanastasiou conduit à des écarts plus faibles entre les résultats numériques et expérimentaux.** Il a été constaté que **les résultats étaient indépendants du paramétrage de la régularisation bi-visqueuse au-delà d'une certaine valeur de viscosité de régularisation ($\eta_0^+ > 1,8 \times 10^3$).** Le paramètre m dans la régularisation de Papanastasiou n'engendre quant à lui quasiment aucune variation sur les résultats numériques, si pour autant sa valeur n'est pas inférieure à $1,0 \times 10^2$. En réponse au premier verrou défini pour ce cas expérimental, la régularisation de Papanastasiou convient davantage à la modélisation des fluides à seuil que la régularisation bi-visqueuse.

Les conditions aux limites dans le code numérique ont été étudiées. L'analyse de sensibilité effectuée sur cet aspect a mis en avant **la nécessité de prendre en compte des effets de bords.**

La rhéologie du matériau a également fait l'objet d'une analyse de sensibilité spécifique. En comparaison aux tests de sensibilité effectués sur les expériences de Debiane, **les variations des paramètres rhéologiques influent peu sur les résultats numériques.**

A l'issue des différents tests de sensibilité du modèle, les zones rigides et liquides au pied de la marche brusque ont été investiguées. L'hypothèse de départ correspondait à la possibilité de détecter les interfaces de transition à partir du champ de contrainte et d'un critère égal à la contrainte seuil. Cette hypothèse a été définie notamment suite aux résultats obtenus pour les expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2.3.3). A l'issue des simulations, le champ de contrainte a été calculé dans le domaine de calcul. **En appliquant le critère de la contrainte seuil, les interfaces numériques obtenues présentent de forts écarts avec les mesures expérimentales. Malgré un test de sensibilité sur le critère, il n'a pas été possible de retrouver la même position que l'expérimental. Pour y parvenir la valeur du critère de contrainte correspond à environ 2,2 fois la valeur de la contrainte seuil, ce qui est trop excessif pour y trouver un sens physique.**

Les interfaces rigide/liquide sont également difficilement identifiables à partir du champ de vitesse ou du champ du taux de cisaillement car aucun seuil franc n'apparaît dans le domaine de calcul à l'endroit où la transition est censée apparaître. Ces résultats répondent donc au deuxième verrou défini pour ce cas expérimental. **La détection des zones rigide et liquide ne peut s'appuyer sur un critère basé sur la contrainte. Toutefois, l'analyse du champ de vitesse donne une tendance à l'utilisateur sur la position de la zone de transition entre les parties rigides et liquides de l'écoulement.**

L'approche consistant à utiliser des modèles régularisés pour traiter le comportement des fluides à seuil confirme ici la difficulté à représenter fidèlement les caractéristiques rhéologiques du fluide près du seuil de contrainte. Les expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007), présentées au chapitre suivant, apportent des résultats complémentaires mettent en avant les limites de l'approche avec modèles régularisés vis-à-vis de la représentativité des zones liquide et rigide.

4.4. Les expériences de de Souza-Mendes (2007)

Les expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) ont été choisies comme troisième cas test numérique en complément des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015). Elles mettent en jeu des écoulements de fluide à seuil à travers un dispositif en charge présentant une expansion et une contraction brusques. La géométrie génère ainsi un comportement du fluide différent selon sa position dans la cavité. Une distinction apparaît entre les zones où le fluide présente un comportement liquide et les zones où celui-ci possède un comportement plutôt rigide. Comme explicité pour les expériences de Luu (cf. chapitre 4.3), la volonté de modéliser des écoulements de laves torrentielles nous amène à nous interroger sur la capacité du modèle à faire la différence entre les zones rigide et liquide pour un fluide à seuil. Le Tableau 33 rappelle les différents aspects de modélisation qui seront investigués au cours de ce cas test numérique.

Tableau 33 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de de Souza-Mendes.

Analyse Expérience	Modèles régularisés	Détection des zones rigides et liquides	Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	Maillage complexe et distribution des mailles	Champ de vitesse et couche limite	Aspect transitoire
de Souza-Mendes (2010)	Bi-visqueux Papanastasiou	X				

4.4.1. Protocole expérimental

Les expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) portent sur la détection des zones liquide et rigide pour des écoulements en charge de fluide à seuil au sein d'une cavité fermée délimitée par une expansion et une contraction brusques. Ce type de dispositif a été investigué expérimentalement (Chevalier *et al.*, 2014; Lipscomb & Denn, 1984; Kourakos *et al.*, 2009) et numériquement (de Souza Mendes *et al.*, 2007; dos Santos *et al.*, 2014; Niedziela *et al.*, 2006; Magnin & Piau, 1992; Sochi, 2015) aussi bien avec des approches utilisant des modèles régularisés (Marchesini *et al.*, 2015; Frey *et al.*, 2015; Ramos *et al.*, 2013) que des techniques employant un traitement avec un Lagrangien augmenté (Marly & Vigneaux, 2017; Roustaei & Frigaard, 2013; Roustaei *et al.*, 2015).

La géométrie étudiée est constituée d'une cavité de section circulaire, de rayon R_0 et de longueur L_0 . Celle-ci est alimentée par une conduite circulaire de plus petit diamètre (de rayon R et de longueur L) formant une expansion brusque. De même, une seconde conduite similaire permet d'évacuer le fluide de la cavité. Avec cette dernière, cela forme une contraction brusque. L'ensemble des trois entités est aligné selon leur axe central de symétrie (cf. Figure 152).

Aucune singularité n'est présente dans la géométrie, comme le montre la Figure 152. Le rapport d'expansion-contraction varie selon quatre configurations géométriques différentes. Le détail des dimensions géométriques est fourni dans le Tableau 34.

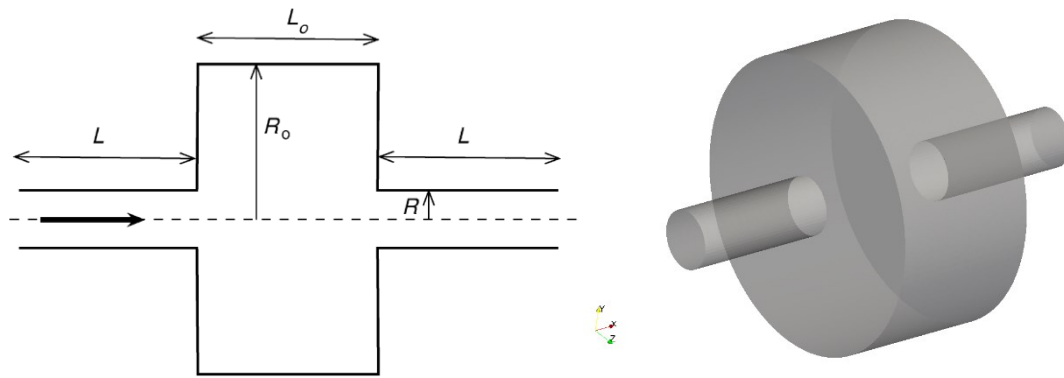


Figure 152 : Coupe longitudinale de la cavité des expériences de de Souza Mendes (image de gauche) et géométrie du modèle numérique 3D (image de droite).

👉 Dans cette expérience, on s'intéresse à la détection des zones rigides et liquides au sein de la cavité restreinte. Plus particulièrement, la comparaison avec les données expérimentales porte sur le rapport entre le volume de fluide cisailé (partie liquide) et le volume de la cavité centrale. Ce rapport volumique est fourni dans la littérature pour les différentes géométries et pour toute la gamme de débit testée.

Tableau 34 : Dimensions des cavités des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007).

Géométrie	Géom_1	Géom_2	Géom_3	Géom_4
Longueur de la cavité L_o (m)	0,020	0,012	0,024	0,040
Rayon de la cavité R_o (m)	0,020	0,012	0,012	0,020
Longueur des conduites amont et aval L (m)	0,020	0,020	0,020	0,020
Rayon des conduites amont et aval R (m)	0,004	0,004	0,004	0,004
R_o/R	5	3	3	5
L_o/R_o	1	1	2	2

Pour les quatre géométries étudiées, 14 débits q traversant la cavité sont testés. Ils sont compris entre 0,50 l/h et 14,43 l/h. Le fluide non-newtonien utilisé est du Carbopol, similairement aux autres cas tests traités précédemment (cf. chapitres 4.2 et 4.3). Le modèle d'Herschel-Bulkley décrit le comportement du matériau. Le Carbopol est mis en œuvre avec deux concentrations différentes conduisant à deux rhéologiques distinctes, présentées dans le Tableau 35. Les paramètres sont déterminés en rhéométrie avant écoulement. La littérature (de Souza Mendes *et al.*, 2007) ne fournit aucune information d'incertitudes concernant les mesures rhéométriques.

Tableau 35 : Paramètres rhéologiques pour le Carbopol mis en œuvre pour les expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007).

Configuration	Concentration en Carbopol (%)	τ_c (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
Rhéo_1	0,09 %	1,35	1,32	0,480
Rhéo_2	0,11 %	9,80	5,55	0,420

Durant la phase d'expérimentation, une technique de type PIV a été utilisée afin de visualiser les caractéristiques de l'écoulement au niveau de l'expansion-contraction dont les parois du dispositif demeurent transparentes afin de faciliter la prise d'images. Les mesures sont effectuées une fois

que le régime permanent est atteint dans l'ensemble du dispositif. Au sein de la cavité, les prises d'image font apparaître les zones cisailées au centre de la cavité et celles d'aspect rigide près des parois. Les régions cisailées apparaissent sous la forme de lignes blanches alors que les particules stagnantes caractérisent les zones non cisailées (cf. Figure 153). Le rapport entre le volume de fluide cisailé et le volume total de la cavité est estimé sur la base des images prises au cours des expériences (de Souza Mendes *et al.*, 2007).

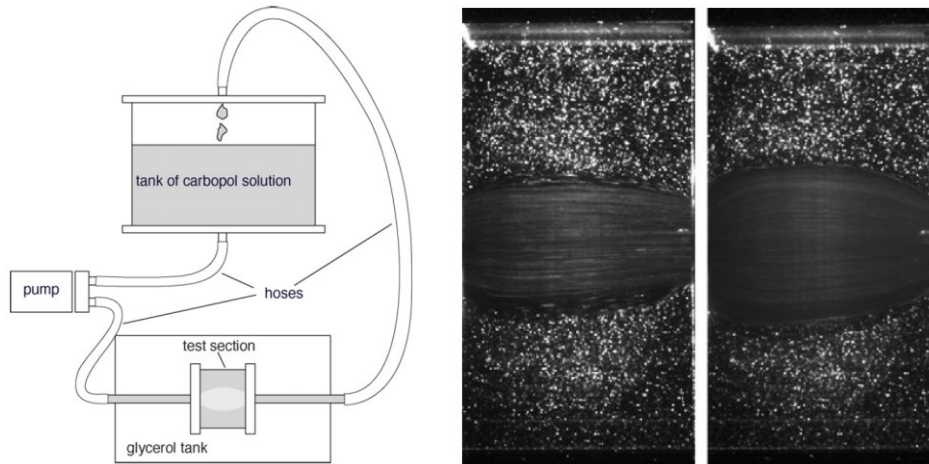


Figure 153 : Mise en œuvre de la technique de vélocimétrie par image de particules des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) : visualisation des lignes de courant pour une concentration en Carbopol de 0,09 %, $L_0/R_0 = 1$ et $R_0/R = 5$ (de gauche vers la droite, les images correspondent respectivement à des débits de 0,50 l/h et de 2,78 l/h).

4.4.2. Modélisation numérique 3D

4.4.2.1. Géométrie et maillage

Les géométries sont discrétisées avec des cellules de calcul dont la taille varie de 0,2 mm à 0,5 mm. Cela conduit à des maillages comprenant entre 245 000 et 952 000 cellules (cf. Tableau 36). Pour la Géométrie_4, le maillage a été quelque peu dégradé en augmentant la taille des cellules élémentaires afin de ne pas générer un maillage global trop volumineux. La taille des cellules a été déterminée par analogie avec les autres cas expérimentaux notamment celui de Luu. Dans le cadre des expériences de Luu, le profil de vitesse est bien décrit avec un maillage fin comportant environ 60 mailles sur la hauteur du profil de vitesse. La construction du maillage a suivi ici cette tendance. A titre d'exemple, pour la géométrie n°1, environ 60 mailles ont été définies entre l'axe central et la paroi dans la zone de la cavité centrale, soit environ 120 mailles disposées le long du diamètre. Pour la géométrie n°1, le diamètre de la cavité centrale vaut $2 \times R_0$, soit 40 mm. En supposant une discrétisation avec 120 mailles sur la longueur du diamètre, cela revient à une taille de mailles de l'ordre de 0,3 mm.

Tableau 36 : Caractéristiques des maillages mis en œuvre pour la modélisation numérique 3D des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007).

Géométrie	Géom_1	Géom_2	Géom_3	Géom_4
Nombre de cellules de calcul	245 000	335 000	952 000	419 000
Taille des cellules (mm)	0,3	0,3	0,2	0,5

A titre d'exemple, la Figure 315 en Annexe 18 fournit une représentation du maillage généré pour une géométrie présentant un rapport d'expansion R_0/R de 5 et un rapport L_0/R_0 de 1. A noter que pour ce cas test, aucune analyse de sensibilité au maillage n'a été menée.

4.4.2.2. Conditions aux limites

La vitesse est imposée sur la face d'entrée du dispositif fermé afin de reproduire le débit transitant mesuré expérimentalement. La condition limite en sortie, à l'aval de la contraction, est une pression dont la valeur a été fixée à 1 bar. La Figure 154 présente les limites du domaine de calcul.

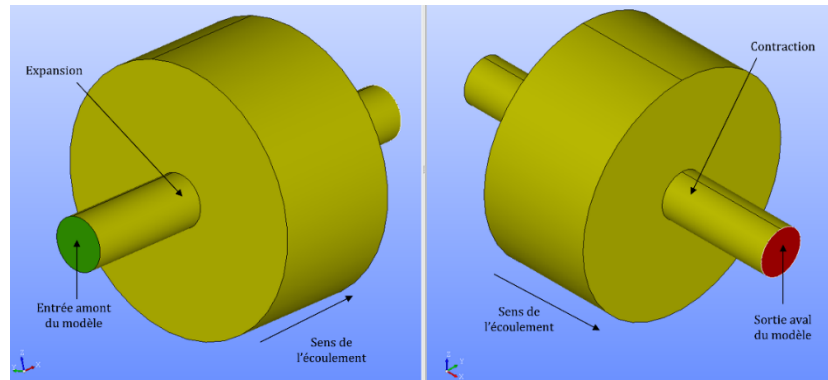


Figure 154 : Limites du domaine de calcul de la cavité fermée (de Souza Mendes *et al.*, 2007).

4.4.2.3. Rhéologie

☞ *Au regard des conclusions des expériences de Luu (cf. chapitre 4.3.4), la régularisation de Papanastasiou a conduit à des écarts plus faibles avec l'expérimental pour des cas d'écoulements en charge de fluide à seuil. De plus, il a été montré que les résultats numériques étaient plus sensibles au paramétrage de la régularisation bi-visqueuse (variations de la viscosité de régularisation) que celle de Papanastasiou.*

La rhéologie du Carbopol est décrite par la régularisation de Papanastasiou, nouvellement implémentée dans le code de calcul d'OpenFOAM (cf. chapitre 3.6.3). La régularisation tient compte des paramètres mesurés en rhéométrie (τ_c , K et n). Le régime solide, correspondant à une contrainte inférieure à la contrainte seuil, est caractérisé par la valeur du coefficient m intervenant dans l'expression de la régularisation. Au cours des simulations la valeur de m est de $3,0 \times 10^6$. Ce coefficient demeure constant.


4.4.2.4. Modèles et stratégie de calcul

Les écoulements se présentent avec un régime laminaire. En effet, le nombre de Reynolds demeure sous une valeur de 0,1 dans la conduite en amont de la cavité (de Souza Mendes *et al.*, 2007). Dès lors, aucun modèle de turbulence n'a été utilisé au cours des simulations numériques. Les quatre différentes configurations géométriques sont traitées à l'aide du nouveau solveur simplePapanastasiouFoam, présenté au CHAPITRE 3. La convergence des calculs numérique est vérifiée en s'appuyant sur l'évolution des résidus des équations résolues par le solveur simplePapanastasiouFoam et sur la stabilité de la vitesse et de la pression au cours du temps. Pour assurer la convergence du modèle vers un écoulement stable au sein du dispositif de la cavité fermée, les simulations sont effectuées sur un total de 100 000 itérations.

4.4.2.5. Mise en œuvre

La mise en œuvre du modèle numérique s'effectue en plusieurs étapes :

- Tout d'abord, la rhéologie Rhéo_1 correspondant à une concentration de Carbopol de 0,09 % a été mise en œuvre pour les quatre géométries construites. Une comparaison est proposée avec les données expérimentales.
- Puis, la seconde rhéologie (Rhéo_2 ; Carbopol à 0,11 %) est investiguée pour les géométries n°1, 2 et 3. Les résultats numériques sont de nouveau confrontés à l'expérimental.

 Nous avons fait le choix de traiter en priorité les géométries 1, 2 et 3 car elles correspondent à des variations prononcées de contraction entre la cavité centrale et les conduites d'entrée et de sortie. Le rapport R_0/R passe de 5 (géométrie 1) à 3 (géométries 2 et 3). La littérature (de Souza Mendes et al., 2007) a mis en évidence que l'apparition des zones rigides au sein de la cavité était davantage influencée par les variations du rapport R_0/R que par le changement du rapport L_0/R_0 . Le rapport L_0/R_0 de la géométrie 4 est égal à 2, ce qui est déjà le cas de la géométrie 3. Pour cette raison, la géométrie 4 n'a pas fait l'objet d'une analyse complète en comparaison des trois autres géométries. Une seule rhéologie a été mise en œuvre dans ce cas (Rhéo_1).

En comparaison des deux cas numériques préalablement traités (Debiane et Luu), ce cas expérimental ne présente pas d'analyse de sensibilité spécifique. L'évaluation du modèle numérique est similaire aux attentes exprimées pour le cas de Luu, à savoir :

- étudier la possibilité d'identifier les zones rigides et liquides au sein de l'écoulement. Cette recherche met en œuvre l'évaluation du champ de contrainte afin de comparer les résultats numériques aux mesures expérimentales.

Cet objectif est en lien direct avec l'application du code de calcul à un cas grandeur nature d'écoulements à surface libre de laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5). En effet, un écoulement de fluide à seuil de type lave torrentielle, peut être amené à présenter un comportement à la fois liquide et rigide.

Une discussion sera proposée sur la capacité du code de calcul à identifier les zones rigides et liquides sur la base des résultats obtenus et des conclusions issues du cas expérimental de Luu (cf. chapitre 4.3.4).

Les étapes successives de l'analyse des résultats numériques sont synthétisées par la Figure 155.

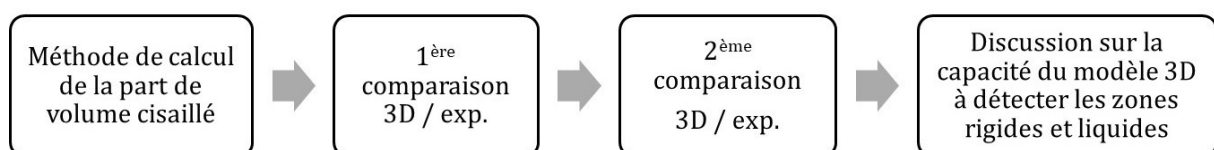


Figure 155 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.

4.4.3. Résultats et discussion

4.4.3.1. Détermination de la part de volume cisailé

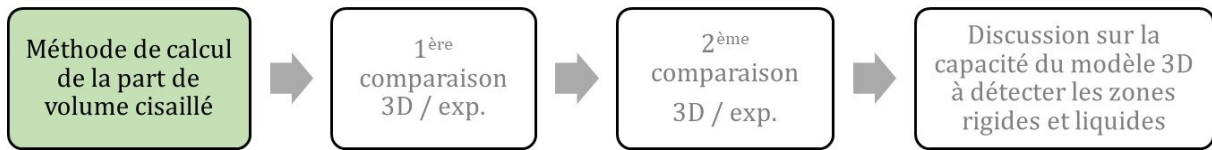


Figure 156 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.

Les deux rhéologies sont mises en œuvre dans les simulations pour chacune des quatre géométries (sauf pour le couple géométrie 4 / Rhéo_2). Pour chaque débit testé, on estime le paramètre Φ correspondant au rapport entre le volume cisailé et le volume total de la cavité centrale (cf. Figure 157). L'Équation (48) fournit l'expression du paramètre Φ .

$$\phi = \frac{V_{\text{cisailé_total}} - V_{\text{cisailé_axe_central}}}{V_{\text{cavité_centrale}}} \quad \text{Équation (48)}$$

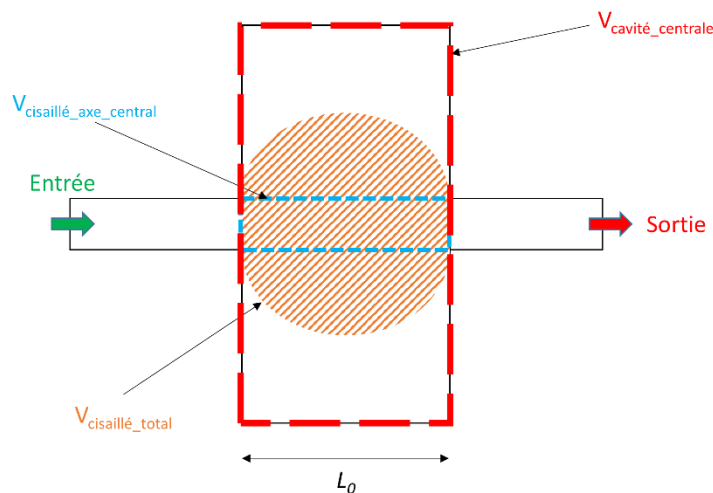


Figure 157 : Détermination de la proportion de volume cisailé au sein de la cavité centrale.

La convergence des calculs atteinte, le champ de contrainte est déterminé au sein de la géométrie (cf. Équation (46)). L'approche utilisée correspond à l'approche N°3, investiguée dans le cas des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2.3). En utilisant comme critère de coupure, la valeur de la contrainte seuil, on peut représenter la part de fluide cisailé dans la cavité.

A titre d'exemple, la Figure 158 fournit une représentation du volume cisailé au sein de la cavité centrale pour la Géométrie_1 et pour une rhéologie avec une contrainte seuil de 1,35 Pa, lorsque le débit transitant vaut 0,50 l/h. Ce volume correspond à tous les volumes élémentaires de calcul où la magnitude de la contrainte $|\tau|$ (Pa) est supérieure à la contrainte seuil τ_c .

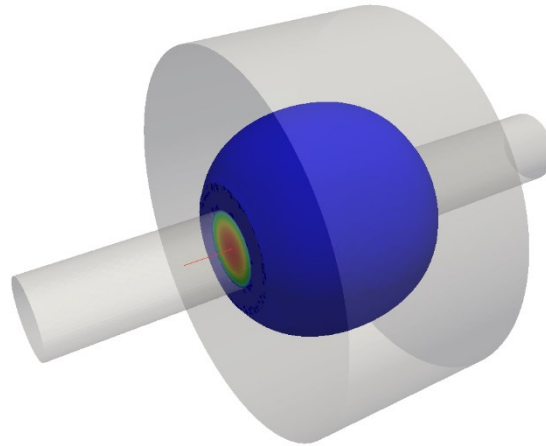


Figure 158 : Résultats numériques de simulation : volume cisailé au sein de la cavité centrale pour la Géom_1 et la Rhéo_1 : $q = 0,50$ l/h.

4.4.3.2. Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental

Première comparaison avec la rhéologie Rhéo 1

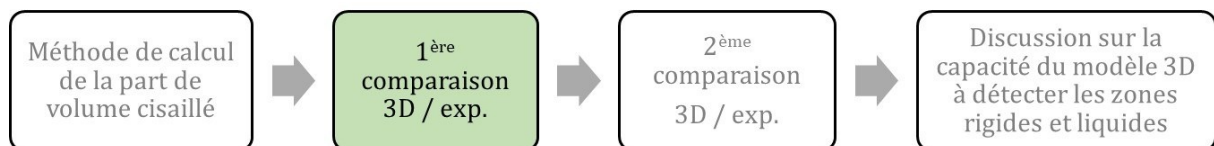


Figure 159 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.

La rhéologie Rhéo_1 est mise en œuvre pour les quatre géométries construites. Les résultats numériques obtenus sont confrontés aux données expérimentales. Les Figure 160 à Figure 163 introduisent la comparaison numérique / expérimental pour chaque géométrie, de façon indépendante. Sur chaque figure, l'axe des abscisses représente le débit q (l/h) et la proportion de volume cisailé, notée Φ , est tracée selon l'axe des ordonnées. Les résultats numériques sont matérialisés par les cercles bleus alors que les résultats expérimentaux sont représentés par les traits noirs.

Remarque : Sur la gamme des 14 débits testés avec les 4 géométries, certaines simulations n'ont pas abouti à une convergence satisfaisante pour l'analyse des résultats. Pour la géométrie n°2, il s'agit des débits suivants : 2,37 l/h, 3,86 l/h et 10,66 l/h. Pour la géométrie n°3, il s'agit du débit de 12,14 l/h. Pour la géométrie n°4, il s'agit des débits suivants : 5,74 l/h et 12,14 l/h. Par conséquent, les résultats de ces simulations n'ont pas été représentés sur les figures précédentes.

De façon générale, la tendance des écarts entre l'expérimental et le numérique diffère d'une géométrie à une autre. Pour la géométrie n°1, on constate que le modèle a tendance à surestimer les proportions de volume cisailé dans la cavité par rapport à l'expérimental. Cela se vérifie sur toute la gamme de débit testée. Visuellement, les écarts obtenus sont plus faibles avec l'expérimental lorsque les géométries n°2 et n°3 sont mises en œuvre. De façon identique à la géométrie n°1, le modèle a tendance à surestimer la part de volume cisailé dans les cavités des

géométries n°2 et n°3. Néanmoins, on constate que cette surestimation est nettement atténuée avec ces deux géométries, et cela pour toute la gamme de débit testée. Enfin, les résultats pour la géométrie n°4 sont hétérogènes. Pour les petits débits testés ($q < 1,25$ l/h), les écarts avec l'expérimental sont importants. Pour des débits plus importants, le modèle se rapproche de la courbe expérimentale mais toujours en surestimation.

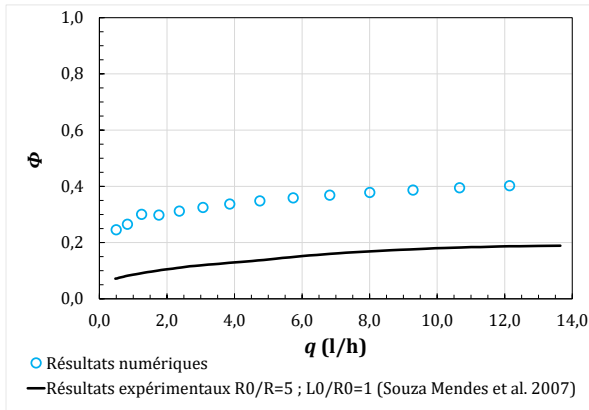


Figure 160 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_1.

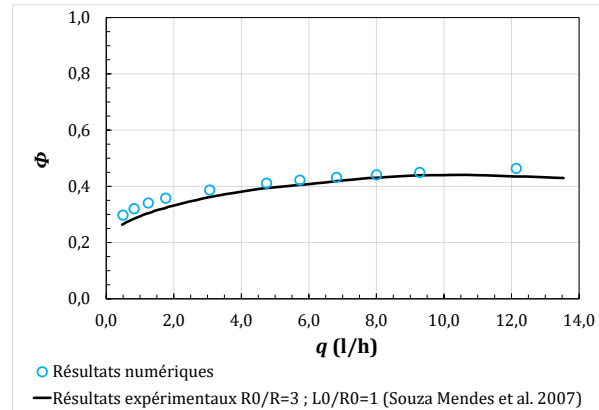


Figure 161 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_2.

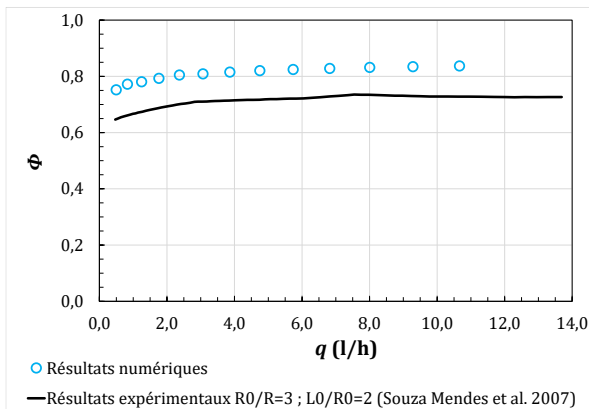


Figure 162 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_3.

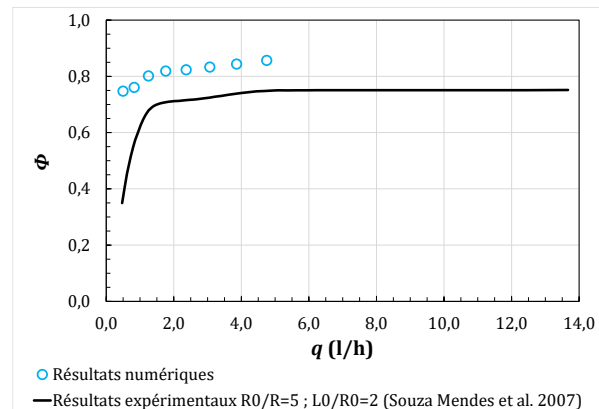


Figure 163 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_4.

Pour chaque simulation effectuée, l'écart relatif δ avec l'expérimental a été déterminé à partir de la formule proposée au chapitre 4.3.3.3. Puis un écart moyen a été calculé pour chaque géométrie. Une synthèse de ces estimations est proposée par la Figure 164. On note que l'écart moyen le plus faible avec les données expérimentales est obtenu avec la géométrie Géom_2. Dans ce cas, le modèle a tendance à surestimer le volume cisailé dans la cavité centrale d'environ 7 % en moyenne sur la plage de débit simulée. Sur la gamme de débit testée avec la géométrie n°2, l'écart le plus faible avec l'expérimental a été relevé pour un débit de 9,28 l/h : le modèle numérique

surestime le volume cisailé de 2,36 % par rapport à l'expérimental. Les résultats numériques correspondant à cette situation sont représentés par la Figure 165.

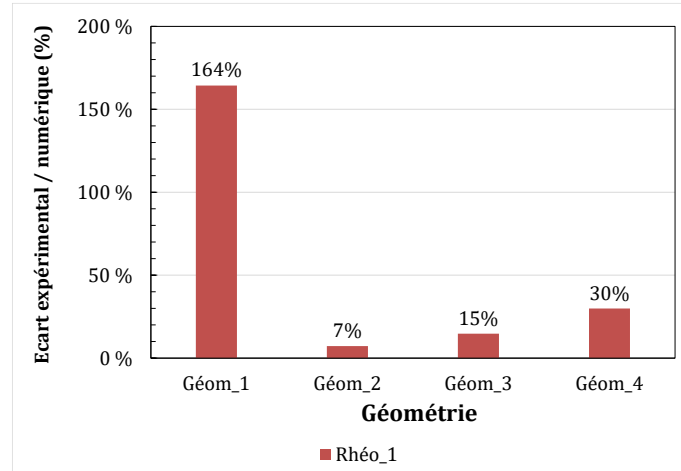


Figure 164 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : proportion du volume cisailé dans la cavité centrale pour les quatre géométries testées avec la rhéologie Rhéo_1 ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs moyens par rapport aux valeurs expérimentales.

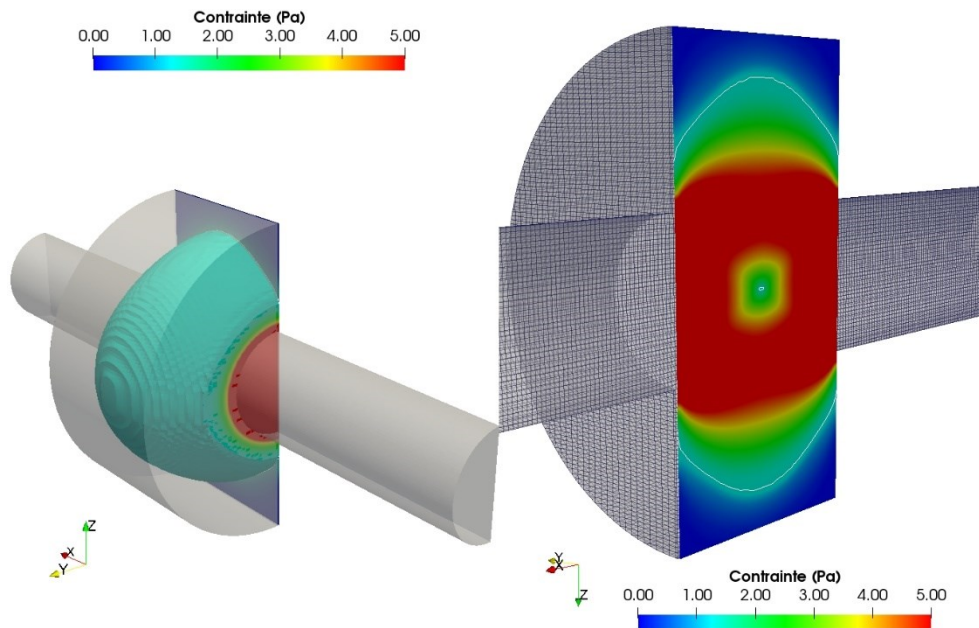



Figure 165 : Résultats numériques pour la géométrie Géom_2 et un débit $q = 9,28$ l/h : représentation du volume cisailé (image de gauche) et coupe transversale du champ de contrainte (image de droite) dans la cavité centrale, coloriées selon l'intensité de la contrainte.

En appliquant un critère de coupure égal à la contrainte seuil (ici $\tau_c = 1,35$ Pa) sur le champ de contrainte, le volume cisailé apparaît dans la cavité (image de gauche sur la Figure 165). Ce volume correspond à la région de l'écoulement où la contrainte présente une valeur supérieure à 1,35 Pa. L'image de droite de la Figure 165 illustre le champ de contrainte dans la cavité sous la forme d'une coupe transversale. L'interface de transition correspondant à $\tau_c = \tau$ est représentée par les deux lignes blanches. On constate que la contrainte augmente dans le sens de la paroi vers

le centre de la cavité. On relève également la présence d'une zone où le cisaillement est plus faible au centre de la cavité (zone de couleur verte au centre de la région colorisée en rouge). Ces résultats sont cohérents avec les observations expérimentales (de Souza Mendes *et al.*, 2007). Viennent ensuite, la géométrie Géom_3 avec un écart moyen de l'ordre de 15 % avec l'expérimental, puis la géométrie Géom_4 avec une déviation moyenne deux fois plus importante, de l'ordre de 30 %.

L'écart relatif moyen le plus fort est observé pour l'écoulement dans la première géométrie (Géom_1). Une déviation moyenne de l'ordre de 164 % est relevée pour la plage de débit testée. Dans le cas de la géométrie n°1, il est probable que les forts écarts obtenus avec l'expérimental soient influencés par la qualité du maillage. D'un point de vue pratique, on peut imaginer trouver un niveau de maillage avec une taille de cellules plus petite conduisant à des résultats différents. Cet aspect n'a pas été investigué sur ce cas test dans la mesure où deux géométries (géométries n°2 et n°3) sur les quatre mises en œuvre conduisent à des écarts relativement faibles avec l'expérimental, avec une taille de maille de calcul proche de celle de la géométrie n°1.

 *En conclusion de cette première comparaison, nous pouvons retenir que le modèle numérique a tendance à surestimer le volume cisailé au centre de la cavité par rapport aux mesures expérimentales lorsque le critère de coupure utilisé est strictement égal à la contrainte seuil. Le modèle est investigué avec un second jeu de données rhéologiques.*

Seconde comparaison avec la rhéologie Rhéo 2

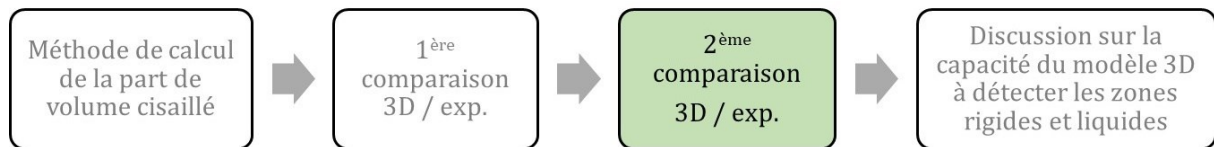



Figure 166 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.

La rhéologie Rhéo_2 (ici $\tau_c = 9,80$ Pa) est mise en œuvre pour les géométries n°1, 2 et 3. La comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales est proposée par les Figure 167, Figure 168 et Figure 169.

Remarque : Sur la gamme des 13 débits testés avec les 3 géométries, certaines simulations n'ont pas abouti à une convergence satisfaisante pour l'analyse des résultats. Pour la géométrie n°2, il s'agit du débit de 4,80 l/h. Pour la géométrie n°3, il s'agit des débits suivants : 6,00 l/h et 12,40 l/h. Par conséquent, les résultats de ces simulations n'ont pas été représentés sur les figures précédentes.

 *On constate que le modèle numérique a toujours tendance à surestimer la proportion de volume cisailé au centre des cavités, quel que soit la cavité. Ce constat est identique aux résultats obtenus avec le premier jeu de paramètres rhéologiques.*

Pour la rhéologie Rhéo_2, les résultats obtenus sont relativement proches de ceux obtenus avec la rhéologie Rhéo_1. Les écarts les plus importants sont observés avec la géométrie n°1 : l'écart moyen ici est de 117 %. Les écarts les plus faibles sont obtenus en simulant l'écoulement avec la géométrie n°2 : l'écart moyen est de 7 %. Enfin, l'ordre de grandeur des écarts pour chaque

géométrie est similaire à ce qui a été obtenu avec la rhéologie Rhéo_1. La Figure 170 récapitule les écarts relatifs moyens pour chaque configuration géométrique.

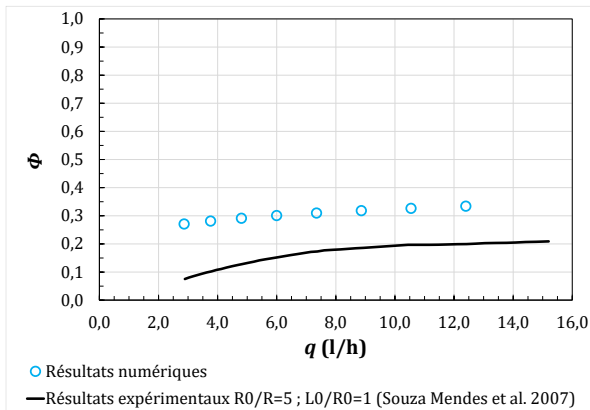


Figure 167 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_1.

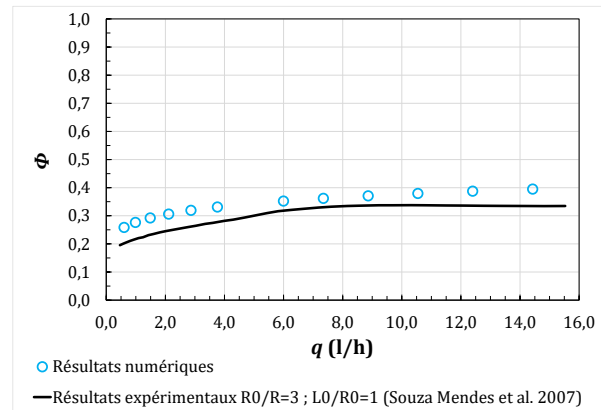


Figure 168 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_2.

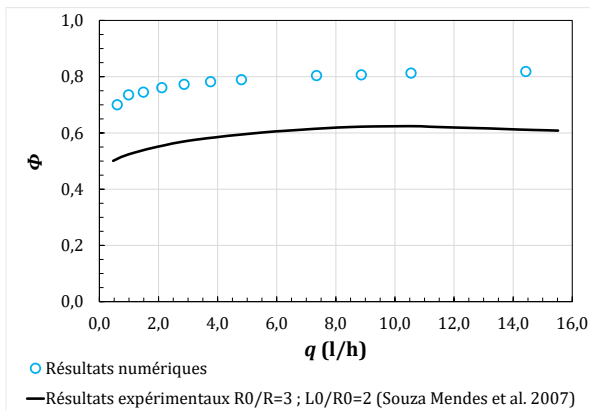


Figure 169 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_3.

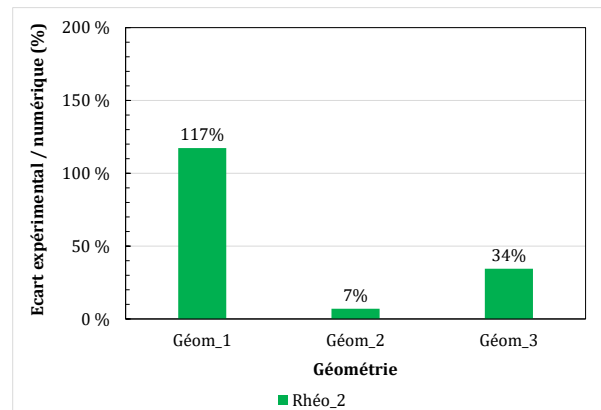


Figure 170 : Proportion du volume cisailé dans la cavité centrale pour les quatre géométries testées avec la rhéologie Rhéo_2 ; écarts relatifs moyens par rapport aux valeurs expérimentales.

Discussion sur la capacité du modèle numérique à détecter les zones rigides et liquides

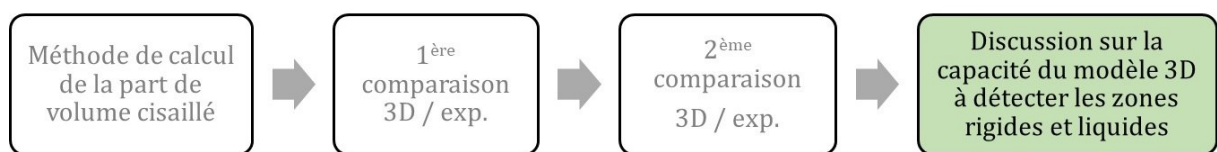



Figure 171 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.

Pour représenter la rhéologie des fluides à seuil, nous avons fait le choix d'utiliser des modèles régularisés (régularisation bi-visqueuse et de régularisation de Papanastasiou). L'état de l'art (cf. chapitre 2.3) a mis en évidence la difficulté de ces techniques à représenter avec fidélité le seuil d'écoulement de fluide de type Herschel-Bulkley. Cet inconvénient est lié notamment à l'approximation faite par les modèles régularisés lorsque le taux de déformation tend vers de très faibles valeurs, proches de zéro. Fort de ce constat, nous avons souhaité néanmoins investiguer les limites d'une telle approche dans le code de calcul 3D vis-à-vis de la représentation des zones rigides et liquides au sein des écoulements. Pour ce faire, nous avons évalué la capacité du code de calcul 3D en cherchant à positionner les interfaces de transition entre les zones rigides et liquides. Cet aspect a été analysé dans le cadre des expériences de Luu et de Souza-Mendes.

 Sur la base des résultats numériques, le champ de contrainte a pu être calculé au sein des écoulements. Puis nous avons fait l'hypothèse d'un critère de détection basé sur la valeur de la contrainte seuil τ_c donnée pour chaque matériau mis en œuvre.

A l'issue des tests numériques, peut-on désormais définir une tendance générale du modèle 3D vis-à-vis de la détection des zones rigides et liquides sur la base de ce critère ?

Les tests effectués sur les expériences de Luu, ont montré que le modèle numérique a tendance à sous-estimer la proportion de volume rigide au pied de la marche brusque (cf. Figure 148). En effet, nous avons constaté que les interfaces de transition numériques restaient proches du pied de la marche alors que les mesures expérimentales indiquent des interfaces de transition plus éloignées de la singularité. Les résultats numériques des expériences de Souza-Mendes conduisent à des volumes cisailés dans les cavités centrales toujours en surestimation par rapport aux données expérimentales. La proportion de matériau demeurant rigide est également sous-estimée. Une synthèse schématique des tests numériques menés est proposée par les Figure 172 et Figure 173 pour les deux cas expérimentaux investigués. Ces représentations mettent en évidence une zone « tampon » (en jaune clair sur les deux figures) dans laquelle le modèle numérique considère à chaque fois le matériau avec un comportement liquide alors qu'en réalité celui-ci présente un comportement rigide, d'après les données expérimentales.

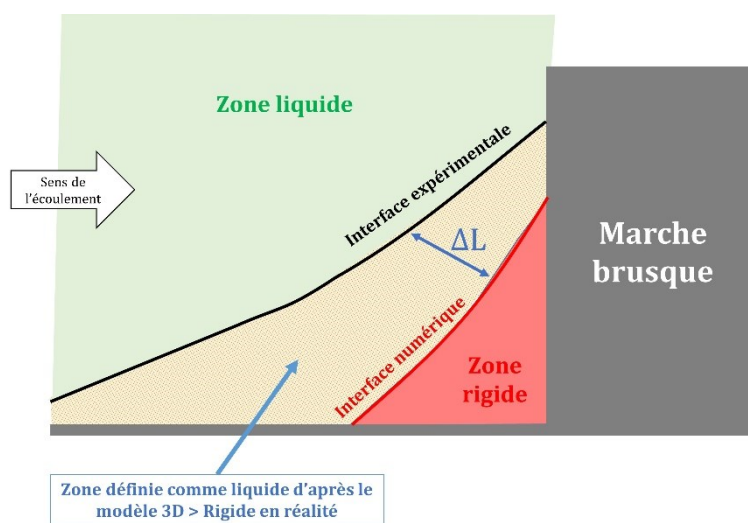


Figure 172 : Synthèse des expériences de Luu : comparaison schématique des interfaces expérimentale et numérique.

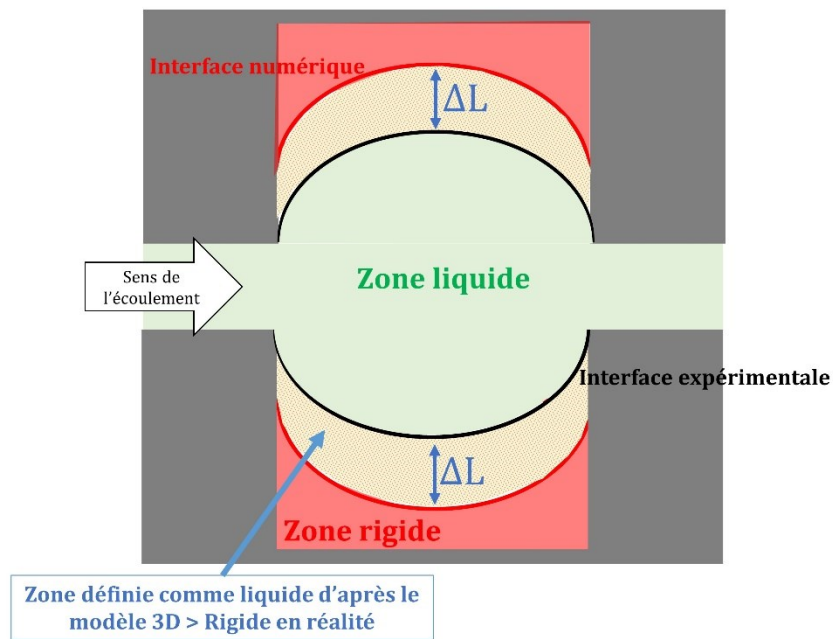


Figure 173 : Synthèse des expériences de de Souza-Mendes : comparaison schématique des interfaces expérimentale et numérique.

Les écarts obtenus entre les interfaces numérique et expérimentale sont définis par les distances notées ΔL . Ces distances sont la conséquence directe de l'approximation faite par les modèles régularisés pour les faibles taux de déformations. Lorsque la valeur de la contrainte seuil est atteinte, la régularisation (bi-visqueuse ou Papanastasiou) implique une valeur de taux de déformations résiduel non nulle : $\dot{\gamma}_c \neq 0$. En réalité, si l'on considère la loi d'Herschel-Bulkley pour le fluide à seuil, le taux de déformations est égal à zéro.

👉 *Au regard des résultats obtenus, le modèle numérique 3D n'est pas prédictif sur le positionnement des zones rigides et liquides au sein d'un écoulement de fluide à seuil de type Herschel-Bulkley. Il fournit néanmoins une tendance en sous-estimant constamment la proportion de volumes demeurant rigide dans les écoulements, sur la base d'un critère lié à la contrainte seuil.*

Dès lors, on peut se demander dans quelle mesure une modification du critère de coupure dans le champ de contrainte permettrait de se rapprocher au mieux de la réalité physique des écoulements.

Les tests de sensibilité menés dans le cadre des expériences de Luu et de de Souza-Mendes ont mis en évidence les éléments suivants. Dans le cas de la marche brusque (Luu *et al.*, 2015), il faudrait **augmenter** la valeur de la contrainte seuil de **120 %** (calibration) pour se rapprocher des résultats expérimentaux (cf. Figure 148). Dans le cas de l'expansion-contraction (de Souza Mendes *et al.*, 2007), il faudrait **augmenter** la valeur de la contrainte seuil de **76 %** (calibration) pour se rapprocher des résultats expérimentaux dans le cas de la géométrie n°1 avec la rhéologie Rhéo_1 (cf. Figure 174).

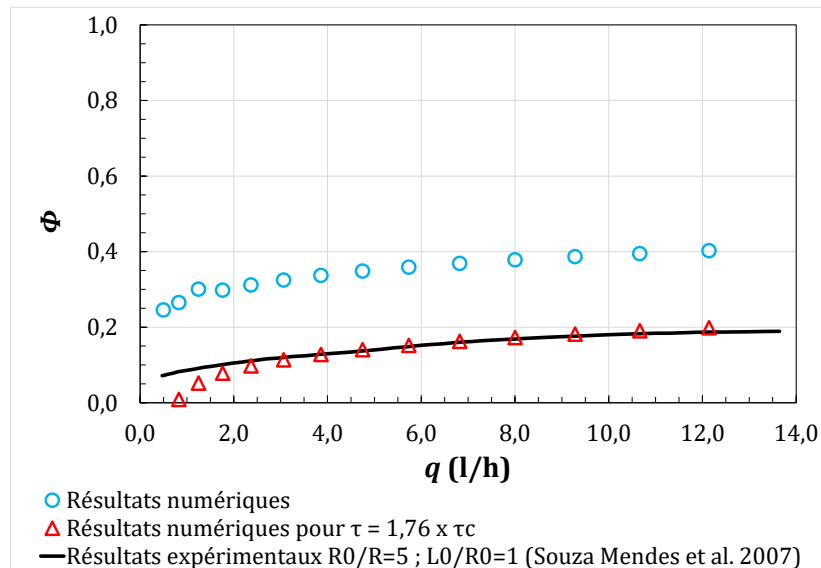


Figure 174 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : sensibilité à la valeur de la contrainte seuil en tant que critère de coupure ; cas pour la Géom_1 et la Rhéo_1.

4.4.4. Conclusion des expériences de de Souza-Mendes

Le modèle numérique 3D a été utilisé dans le cas d'un écoulement en charge de fluide à seuil traversant un dispositif d'expansion-contraction, de section circulaire. Ce cas test correspond aux expériences menées par de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007). L'application du code de calcul à cette configuration d'écoulement a permis d'apporter certaines réponses aux verrous préalablement établis (cf. chapitre 4.1), notamment en termes de représentativité des zones rigides et liquides au sein de l'écoulement.

La rhéologie a été prise en compte dans les calculs en s'appuyant sur la régularisation de Papanastasiou, nouvellement implémentée dans le code d'OpenFOAM. L'objectif était de pouvoir valider ou non l'approche de détection des zones rigides et liquides, établie dans le cadre des expériences de Debiane, et investiguée dans le cadre des expériences de Luu. Pour rappel, l'hypothèse de départ impliquait l'utilisation d'un critère de coupure égal à la valeur de la contrainte seuil, appliqué au champ de contrainte calculé à l'issue des simulations numériques. **Sur la base de ce critère, le modèle numérique 3D présente une tendance globale à la sous-estimation des volumes rigides au sein des écoulements. Ce constat est cohérent par rapport aux conclusions établies suite au cas expérimental précédent de Luu.**

Une forte variabilité du modèle 3D a été relevée selon la configuration géométrique étudiée. Au mieux, des écarts moyens d'environ 7 % ont été constatés pour la géométrie n°2. Pour la géométrie 3, les déviations avec l'expérimental varient de 15 % à 34 %. Dans le cas de la géométrie n°1, les écarts les plus forts ont été obtenus : supérieurs à 117 %. Le traitement de ce cas tests met une fois de plus en avant les limites des modèles régularisés, comme celui de Papanastasiou, à représenter fidèlement le champ de contrainte, d'où les développements scientifiques menés à ce jour impliquant des approches de type Lagrangien augmenté conduisant à des résultats numériques plus précis (Marly & Vigneaux, 2017).

4.5. Les expériences de Cochard (2009)

Les expériences menées par Cochard (Cochard & Ancey, 2009) ont été retenues comme cas test numérique car elles fournissent des mesures expérimentales pour des écoulements transitoires de fluide à seuil en étalement sur des plans inclinés. L'objectif étant d'appliquer le code de calcul aux écoulements à surface libre de laves torrentielles, ce cas expérimental a un intérêt particulier car il met en jeu une configuration d'écoulement souvent rencontrée au sein de bassins versants torrentiels, notamment au niveau des plages de dépôts (cf. Figure 175) ou au niveau des cônes de déjection. Le Tableau 37 rappelle les différents aspects de modélisation qui seront investigués au cours de ce cas test numérique.



Figure 175 : Plage de dépôt du ruisseau de Claret, près de la commune de Saint-Julien-Mont-Denis en juillet 2012 (RTM 38, ONF).

Tableau 37 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Cochard.

Analyse / Expérience	Modèles régularisés	Détection des zones rigides et liquides	Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	Maillage complexe et distribution des mailles	Champ de vitesse et couche limite	Aspect transitoire
Cochard (2009)	Bi-visqueux		X	X		X

4.5.1. Protocole expérimental

Les expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) portent sur les étalements de fluides à seuil sur des plans inclinés. Cette configuration a fait l'objet de nombreux travaux théoriques (Lister, 1992; Huppert, 1982; Cochard, 2007; Cochard & Ancey, 2006; Cochard & Ancey, 2008; Balmforth *et al.*, 2006; Balmforth & Craster, 1999; De Kee *et al.*, 1990; Huang & García, 1998; Liu & Mei, 1989), expérimentaux (Azimi, 2016; Fusi *et al.*, 2015; D'Agostino *et al.*, 2013; Andreini *et al.*, 2012; Di Cristo *et al.*, 2013; Therien *et al.*, 1970; Allouche, 2014) et numériques (Balmforth *et al.*, 2002; Balmforth & Liu, 2004; Cochard, 2007; Rentschler, 2010; Bernabeu *et al.*, 2012; Vassilevski *et al.*, 2012; Nikitin *et al.*, 2011; Millet, 2007), notamment en lien avec le phénomène de laves torrentielles (Griffiths, 2000; Coussot & Proust, 1996).

La géométrie étudiée se compose d'un plan incliné, de 5,5 m de longueur et de 1,8 m de largeur, dont la pente peut varier de 0° à 45°. Un réservoir, de 51 cm de longueur et de 30 cm de largeur, est situé sur la partie haute du plan incliné permettant de stocker un fluide avant que celui-ci soit lâché et s'écoule sur la surface inclinée. La capacité maximale du réservoir est de 120 kg de fluide. Une vanne, mobile perpendiculairement au fond, permet de fermer le réservoir afin de retenir le fluide. Deux vérins pneumatiques élèvent la vanne en 0,8 s. La géométrie est présentée par la Figure 176. La vanne y apparaît en couleur rouge. Aucune autre singularité n'est relevée dans la géométrie.

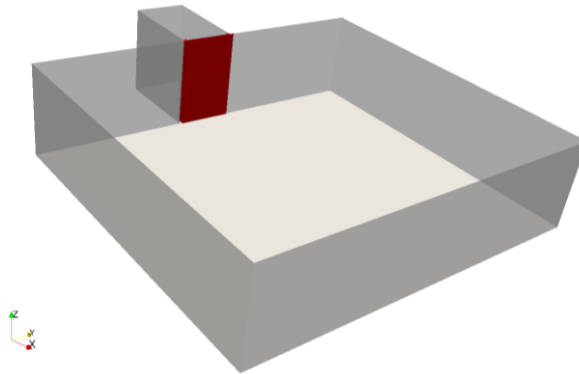


Figure 176 : Géométrie du plan incliné des expériences de Cochard : état avec vanne fermée (Cochard & Ancey, 2009).

Pour la géométrie testée, la pente d'inclinaison est fixée à 12°. Elle est constante pour l'ensemble des simulations effectuées. Le fluide non-newtonien mis en œuvre est du Carbopol Ultrez 10, qui est un gel polymérique viscoplastique stable. L'hypothèse de rhéologie retenue correspond à une concentration de 0,30 % en Carbopol (Cochard & Ancey, 2009). Le modèle d'Herschel-Bulkley caractérise le comportement du mélange avec le jeu de paramètres suivants, mesurés en rhéométrie (Cochard & Ancey, 2009) avant écoulement : $\tau_c = 89$ Pa, $K = 47,68$ Pa.sⁿ et $n = 0,415$. La masse volumique du mélange n'est pas précisée par l'expérimentateur, mais a été calculée à 983 kg/m³. L'information du volume de mélange mis en œuvre est fournie, soit 43 kg à l'intérieur du réservoir avant chaque lâché. Au cours des étalements, l'allure de la surface libre et la position du front de l'étalement ont été relevées. Une caméra numérique à haute vitesse a été employée (Cochard & Ancey, 2009). Puis un traitement d'image a été effectué afin de reconstruire les contours de la surface libre en trois dimensions, avec une précision de l'ordre du millimètre (Cochard & Ancey, 2008).

4.5.2. Modélisation numérique 3D

4.5.2.1. Géométrie et maillage

Le maillage est réalisé en utilisant la même méthodologie que pour le cas des expériences de Debiane (cf. 4.2.2). Des mailles d'environ 20 mm de côté et de hauteur sont créées, conduisant un domaine de calcul discrétisé en 350 000 mailles (maillage grossier). Afin d'étudier la sensibilité au maillage des résultats, un second maillage a été mis en œuvre en diminuant la taille des cellules à 13 mm. Il comporte environ 900 000 mailles. La Figure 316 en Annexe 18 illustre le maillage grossier mis en œuvre.

4.5.2.2. Conditions aux limites

Le volume de fluide est imposé à l'amont dans le réservoir afin de reproduire les conditions expérimentales. La vanne (en rouge sur la Figure 177) permet de retenir le fluide avant que celui commence à s'étaler. Du fait de l'inclinaison du plan, la surface libre du fluide dans le réservoir présente une pente non nulle engendrant une hauteur plus importante au droit de la vanne, qu'à l'arrière du réservoir.

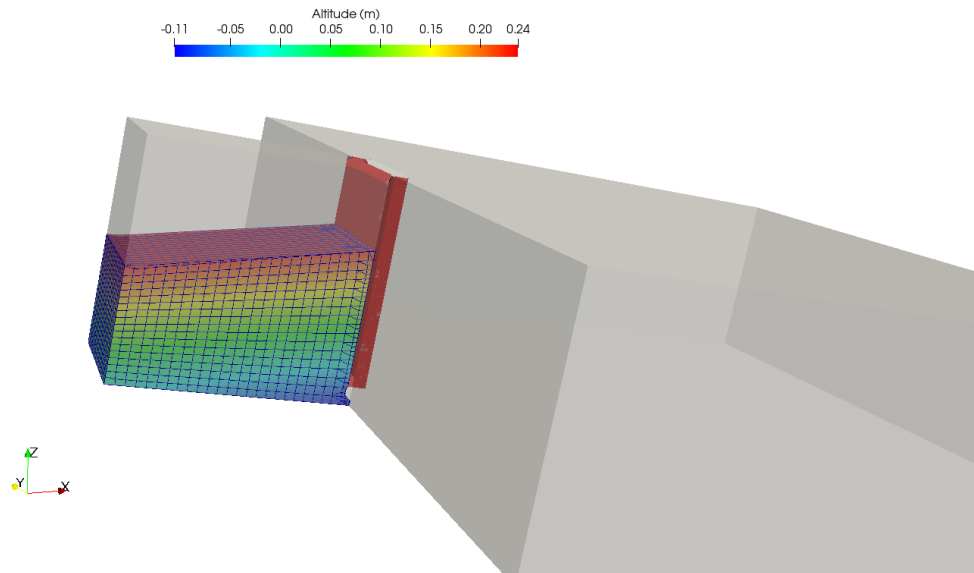


Figure 177 : Remplissage du réservoir amont avant étalement (Cochard & Ancey, 2009).

Lors des manipulations, les auteurs (Cochard & Ancey, 2009) décrivent la séquence d'ouverture de la vanne mobile, permettant au fluide de s'échapper du réservoir et de s'étaler. A $t = 0$ s, la vanne est complètement fermée. A $t = 0,19$ s, la vanne est ouverte sur 8 cm de haut et le fluide est poussé en dehors du réservoir à cause de la pression hydrostatique. A $t = 0,48$ s, la vanne est ouverte sur 17 cm mais la hauteur de fluide dans le réservoir reste supérieure à l'ouverture de la vanne. Enfin, à $t = 0,80$ s, la vanne est pleinement ouverte (croix noires sur la Figure 178).

Afin de décrire avec précision le phénomène transitoire d'étalement et la sortie du fluide du réservoir, la séquence d'ouverture de la vanne a été décrite dans le modèle 3D selon 16 états successifs correspondant chacun à une ouverture différente de la vanne (losanges bleus sur la Figure 178).

Ce choix nécessite de remailler complètement le domaine de calcul pour chaque état de position de la vanne. Dès lors un script a été employé afin de lancer une série de simulations permettant de modéliser à la suite les 16 simulations correspondant chacune à une hauteur d'ouverture spécifique de la vanne. Les simulations s'effectuent ainsi de la manière suivante.

Le premier calcul est lancé avec une ouverture de vanne de 0,015 m durant 0,05 s. Une fois celui-ci achevé, le domaine est remaillé en tenant compte de la hauteur d'ouverture suivante (ici 0,040 m). Au démarrage du second calcul, les différentes variables (pression, vitesse, fraction volumique) sont initialisées selon leurs valeurs au dernier pas de temps de simulation du calcul précédent. Pour ce faire, la commande *mapFields* est employée. Puis, le calcul repart pour 0,05 s ;

et ainsi de suite jusqu'à atteindre au total une durée de simulation de 60 s. La Figure 179 illustre le degré d'ouverture de la vanne à différents instants de simulation.

L'approche retenue pour modéliser l'ouverture de la vanne est une approximation de ce qui se passe en réalité sur le pilote expérimental. En effet, l'ouverture de la vanne s'effectue de façon continue alors qu'au cours des simulations, celle-ci est discrétisée temporellement. Afin de juger la sensibilité des résultats à la vanne, une configuration a été testée en l'absence de celle-ci. Cela permettra de juger l'impact de la condition aux limites que peut créer l'ouverture de la vanne sur l'étalement du fluide.

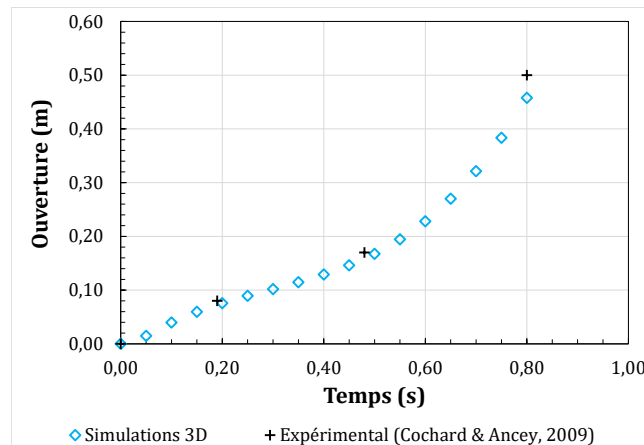


Figure 178 : Séquence d'ouverture de la vanne du réservoir.

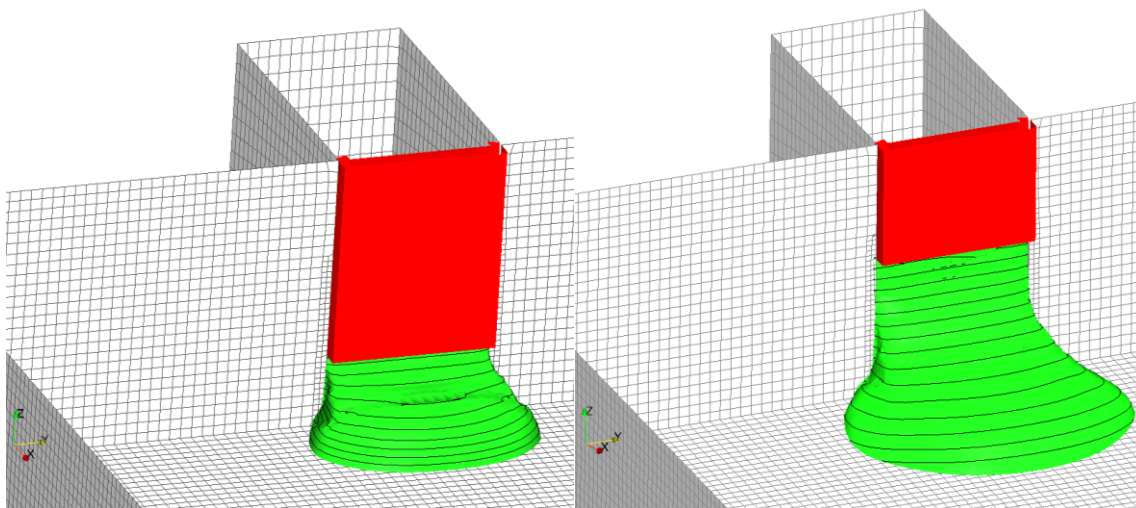


Figure 179 : Ouverture de la vanne (coloriée en rouge) à $t = 0,4$ s (image de gauche) et à $t = 0,65$ s (image de droite).

L'inclinaison du fluide dans le réservoir, au démarrage des simulations, nécessite une modification locale du maillage afin de différencier la partie fluide de la partie air dans le réservoir. Pour ce faire, la fonction *cellZoneName* est employée dans le fichier *blockMeshDict* lors de la génération du maillage. En complément, le remplissage du réservoir s'effectue avec la commande *setFields*. Le fichier *setFields* présent dans le répertoire *system* doit alors contenir dans ce cas la fonction *zoneToCell*.

4.5.2.3. Rhéologie

La rhéologie est décrite par la régularisation bi-visqueuse. Le modèle inclut les valeurs des trois paramètres (τ_c , K et n) mesurés en rhéométrie. La viscosité de régularisation η_0 , permettant de modéliser le comportement sous le seuil de contrainte, demeure constante au cours des simulations. Sa valeur dimensionnelle est de $1,0 \times 10^5$ Pa.s. La densité n'étant pas fournie dans la littérature, celle-ci a été estimée à partir de la description des conditions expérimentales (Cochard, 2007). Une valeur de 983 kg/m^3 a été retenue. Les auteurs ont été contactés par la suite afin de valider cet ordre de grandeur. Une valeur de l'ordre de $997,5 \text{ kg/m}^3$ a été suggérée pour le mélange de Carbopol.

Remarque : Une analyse de sensibilité des résultats à la masse volumique a été conduite spécifiquement lors de ce cas test. Les résultats de cette analyse ne sont pas exposés dans ce mémoire. En effet, l'analyse a permis de montrer qu'une valeur de 983 kg/m^3 ne modifiait que très peu les résultats numériques en comparaison d'un paramétrage du modèle avec une masse volumique de $997,5 \text{ kg/m}^3$.

4.5.2.4. Modèles et stratégie de calcul

Les simulations numériques sont menées sans utiliser de modèle de turbulence du fait du caractère laminaire des écoulements sur le plan incliné, décrit par les expérimentateurs (Cochard & Ancey, 2009).

Les calculs sont menés avec le solveur interFoam ainsi qu'avec l'algorithme de résolution PIMPLE (cf. chapitre 3.8.4). Ce dernier est adapté au cas d'écoulements transitoires comme ici. Afin d'apprécier le paramétrage du modèle vis-à-vis de ce type d'écoulements, plusieurs analyses de sensibilité ont été réalisées en faisant varier le pas de temps de démarrage de simulation, le nombre de Courant ainsi que le paramétrage de l'algorithme PIMPLE dans OpenFOAM.

4.5.2.5. Mise en œuvre

La mise en œuvre du modèle numérique s'effectue en plusieurs étapes :

- Tout d'abord, l'analyse de sensibilité au maillage est conduite afin de quantifier les incertitudes liées à la discrétisation du domaine de calcul. Le but ici est de valider un degré de maillage pour lequel les résultats sont quasiment indépendants du maillage.
- Puis, nous investiguons la sensibilité des résultats à la présence ou non de la vanne au niveau du réservoir (hypothèse d'une vanne complètement effacée à $t = 0$ s ou hypothèse d'une ouverture progressive de la vanne). L'objectif est de quantifier l'impact sur les résultats de la prise en compte d'une séquence d'ouverture approximative pour la vanne. La comparaison avec les données expérimentales permettra de quantifier les écarts si l'on néglige l'effet transitoire de la vanne au cours des simulations (absence complète de la vanne).
- Le nombre de Courant sera investigué par la suite. En modifiant sa valeur, il sera intéressant d'observer les conséquences sur les résultats notamment au regard du caractère transitoire des écoulements.

- De même, le pas de temps de démarrage de simulation sera modifié. L'analyse de sensibilité des résultats sur ce paramètre doit permettre de conclure quant à une valeur appropriée dans le cas d'écoulements transitoires.
- Enfin, le paramétrage de l'algorithme PIMPE sera investiguée.

L'objectif de ces différents tests de sensibilité est de valider le modèle 3D pour des cas d'écoulements en régime transitoire sur des surfaces inclinées. Cet objectif est intimement lié à la volonté de modéliser un phénomène de type laves torrentielles pour un cas grandeur nature d'écoulements à surface libre (cf. CHAPITRE 5). En effet, ces phénomènes présentent un fort caractère transitoire lorsqu'ils surviennent sur des bassins versants de montagne où la topographie est accidentée et pentue.

Les étapes successives de l'analyse des résultats numériques sont synthétisées par la Figure 180.

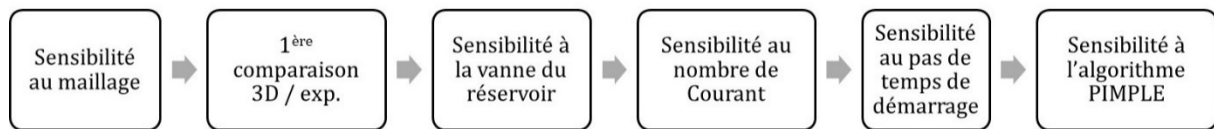


Figure 180 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

4.5.3. Résultats et discussion

4.5.3.1. Analyse de sensibilité au maillage

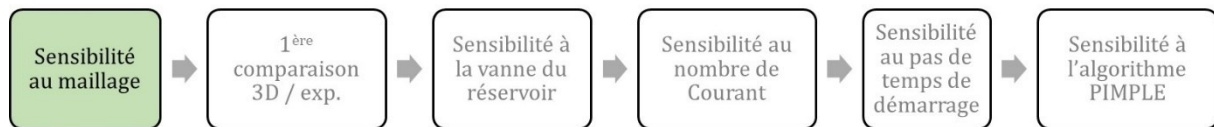


Figure 181 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

Cette analyse a été menée pour la géométrie complète du plan incliné avec une pente d'inclinaison à 12°. Les deux maillages sont investigués de façon indépendante au cours des simulations. La rhéologie est fixée en supposant les valeurs expérimentales et une masse volumique égale à 983 kg/m³. La vanne est modélisée selon la séquence décrite au chapitre 4.2.2. Le nombre de Courant est fixé à 0,1 et le pas de temps de démarrage est renseigné à 1 x 10⁻⁸ s. La fonction *momentumPredictor* n'est pas employée ici.

Les résultats sont présentés en termes d'étalement (Figure 183 et Figure 184) et de profil d'écoulement (Figure 185 et Figure 186). Les pas de temps $t = 0,4$ s et $t = 60$ s sont proposés ici à titre d'exemple. Les résultats obtenus pour les autres instants de la simulation sont proposés en Annexe 19. Chaque figure correspond à un pas de temps précis de la simulation pour lequel les résultats du maillage grossier apparaissent en cercles bleus alors que le maillage fin est matérialisé par les triangles rouges.

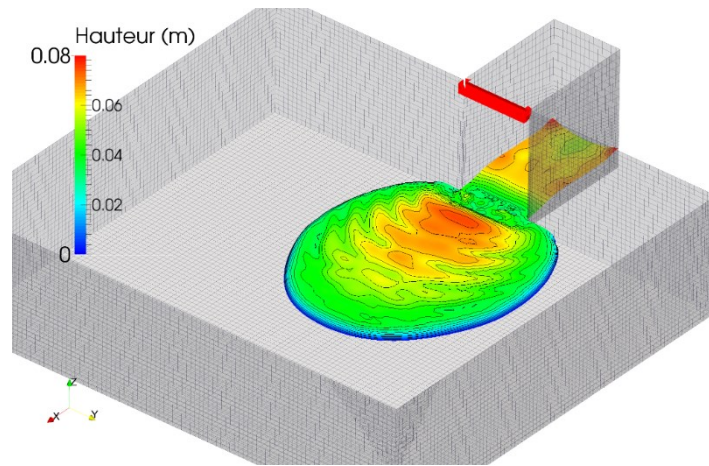


Figure 182 : Sensibilité au maillage : étalement pour le maillage grossier ; $t = 10$ s.

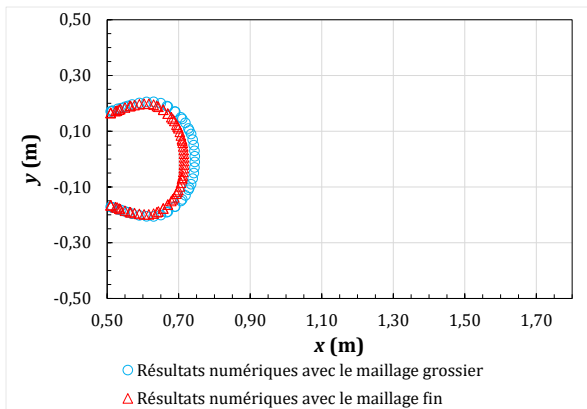


Figure 183 : Sensibilité au maillage : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.

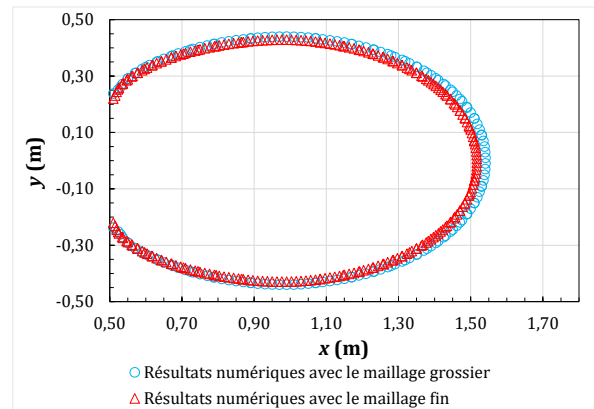


Figure 184 : Sensibilité au maillage : front d'étalement ; $t = 60$ s.

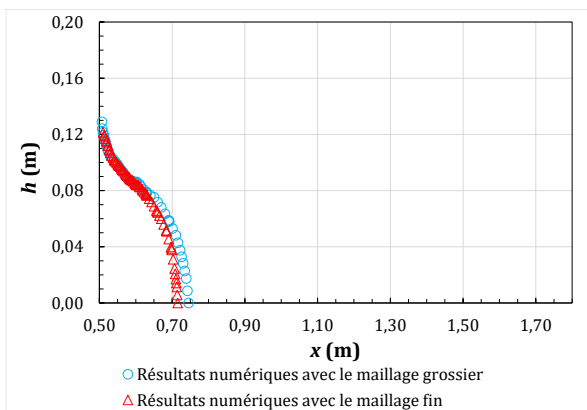


Figure 185 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.

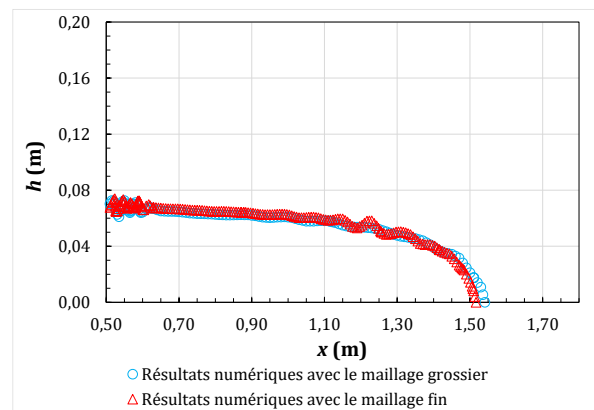


Figure 186 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.

Les écarts sont relevés entre les deux maillages notamment en termes de position du front de l'étalement au cours du temps. Globalement, au cours de la simulation, on constate qu'avec le maillage grossier le front de l'écoulement s'étend davantage selon l'axe principal d'étalement.

L'écart relatif δ entre les deux maillages a été déterminé selon l'Équation (49). A noter que pour les calculs des écarts, nous avons considéré comme origine de l'axe des x le fond du réservoir ($x = 0$ m).

$$\delta = \frac{\text{valeur maillage fin} - \text{valeur maillage grossier}}{\text{valeur maillage grossier}} \quad \text{Équation (49)}$$

L'écart en termes de position du front varie entre - 1 % et - 6 % entre les deux maillages (par rapport à la position du front avec le maillage grossier), comme le montre la Figure 187. Si l'on s'intéresse à la largeur de l'étalement sur le plan incliné, on constate que celle-ci varie très peu d'un maillage à un autre (écart relatif de l'ordre de - 2 %). En moyenne, la différence de largeur maximale d'étalement est de 1,78 cm. La différence de largeur maximale la plus importante est relevée à $t = 10$ s : elle vaut 2,26 cm, soit 2,7 % de la largeur maximale observée pour l'étalement avec le maillage grossier. Enfin, les profils d'écoulement mettent en évidence des écarts faibles en termes de hauteur d'un maillage à un autre. Néanmoins, on constate que le maillage fin conduit parfois à des surfaces libres présentant des oscillations comme cela peut être observé à $t = 1$ s (cf. Figure 318 en Annexe 19), $t = 10$ s (cf. Figure 318 en Annexe 19) et $t = 60$ s (cf. Figure 186). On note également de fortes perturbations de la surface libre près de la vanne à $t = 0,8$ s pour les deux maillages. Nous avons constaté qu'elles étaient liées à des perturbations de la fraction volumique dans cette zone du domaine de calcul.

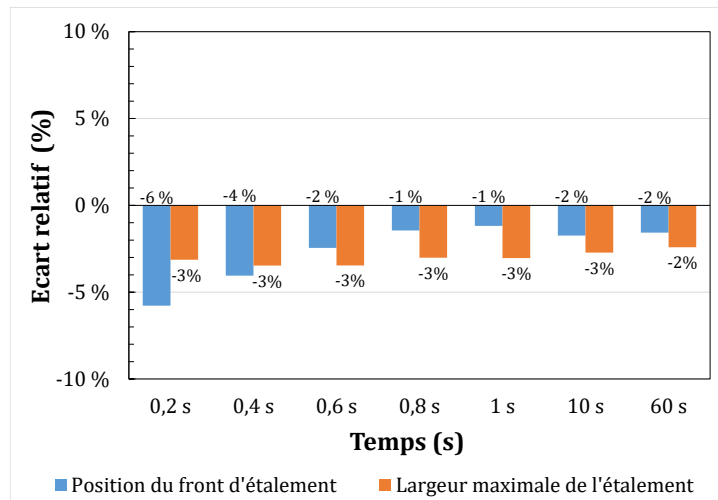


Figure 187 : Sensibilité au maillage : comparaison de la position du front et de la largeur maximale de l'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre le maillage grossier et le maillage fin.

Le GCI a été évalué afin de quantifier les incertitudes numériques (cf. chapitre 3.4.3). Pour le maillage grossier, ces incertitudes varient entre 5 % et 32 % lorsque l'écart relatif est compris entre 1 % et 6 % (cf. Figure 319 en Annexe 19).

👉 *Les résultats numériques fournis par le modèle 3D présentent de très faibles écarts entre les deux niveaux de maillage testés. Compte-tenu de ces observations et de l'augmentation du temps de calcul avec l'utilisation du maillage fin, le maillage grossier est retenu pour la suite des tests numériques. Les résultats obtenus avec le maillage grossier sont comparés avec les résultats expérimentaux au paragraphe suivant.*

4.5.3.2. Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental

Première comparaison

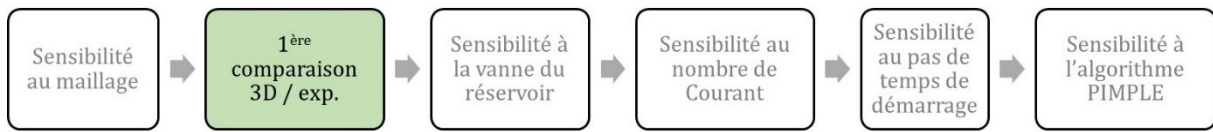


Figure 188 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

Les résultats numériques obtenus avec le maillage grossier sont confrontés aux données expérimentales. Les Figure 189 et Figure 190 présentent respectivement le front d'étalement et le profil d'écoulement à la fin de la simulation ($t = 60$ s). Les résultats numériques sont représentés par les cercles bleus sur les figures alors que les croix noires correspondent aux résultats expérimentaux.

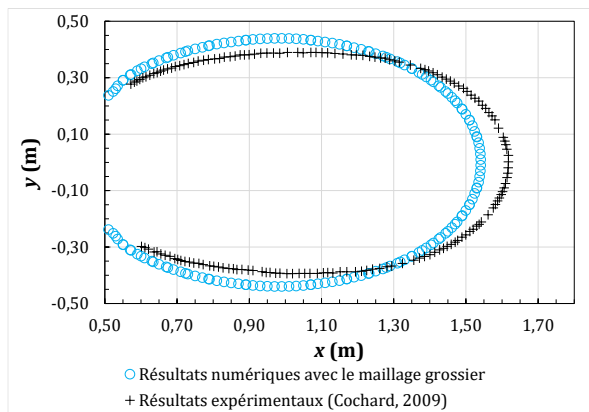


Figure 189 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : front d'étalement ; $t = 60$ s.

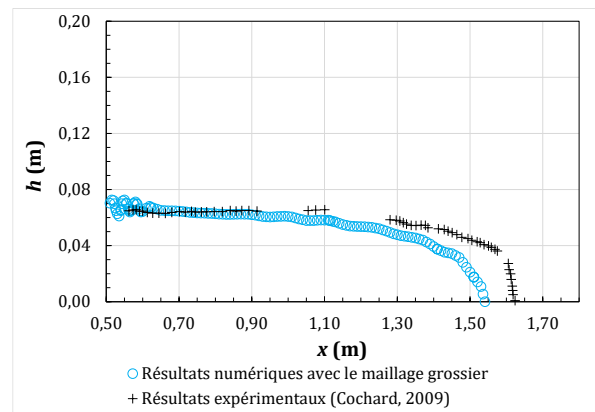


Figure 190 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.

Pour cet état, l'écart relatif (par rapport à l'expérimental) est de l'ordre de -5% en termes de position du front (c'est-à-dire l'incertitude numérique). La distance de l'étalement est plus courte avec le modèle numérique en comparaison des mesures réelles. Du point de vue de la largeur maximale de l'étalement, le modèle numérique engendre un étalement plus important. L'écart relatif est de l'ordre de 12% . Les résultats correspondant aux autres pas de temps sont récapitulés en Annexe 20.

La Figure 191 synthétise l'évolution des écarts entre les résultats numériques et expérimentaux, aussi bien pour la position du front (histogrammes bleus) que pour la largeur maximale d'étalement (histogrammes oranges). L'écart le plus important du point de vue de la position du front est observé à $0,2$ s. Le modèle numérique est en retard d'environ 20% par rapport à l'expérimental (ordre de grandeur de l'incertitude numérique). De même pour la largeur maximale d'étalement, l'écart relatif le plus conséquent entre le modèle et les données mesurées est relevé au bout de $0,6$ s (-17%). Globalement sur l'ensemble de la simulation, la position du front est sous-estimée par le modèle numérique d'environ 15% . Quant à la largeur maximale, celle-ci est sous-estimée en moyenne de 13% par le modèle durant la première seconde de

l'étalement. Puis, sur le reste de la simulation, le modèle conduit à des largeurs plus importantes que l'expérimental (environ 11 %).

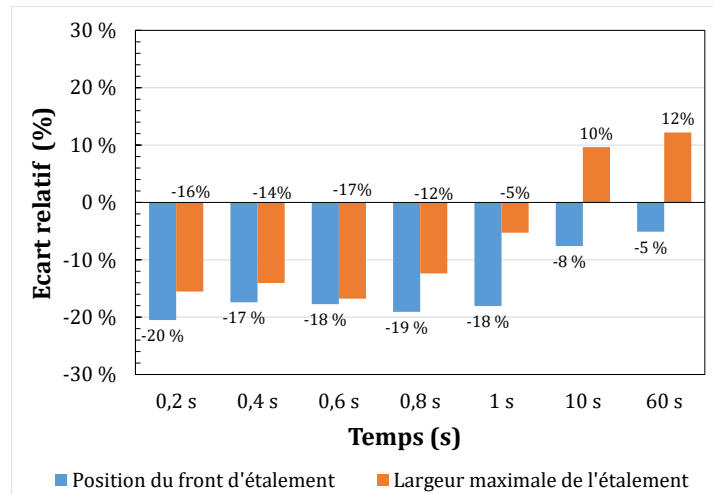


Figure 191 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : comparaison de la position du front d'étalement et de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

En conclusion, en confrontant les résultats de simulation issus du maillage grossier avec les données expérimentales, on constate que le modèle numérique présente au maximum des écarts de 20 % sur la position du front et de 17 % sur la largeur maximale d'étalement (en sous-estimation). On constate que ces écarts tendent à se réduire au fur et à mesure de la simulation, jusqu'à ce que le fluide se rapproche d'un arrêt total sur le plan incliné. Il est fort probable qu'à ce stade la précision des résultats soit influencée par la qualité du maillage ou par les conditions aux limites telles que la vanne mobile.

En conséquence, le paragraphe suivant présente les résultats de l'investigation de l'impact de la vanne, notamment sur la phase transitoire de l'écoulement durant les premiers instants de simulation.

Sensibilité à la vanne du réservoir

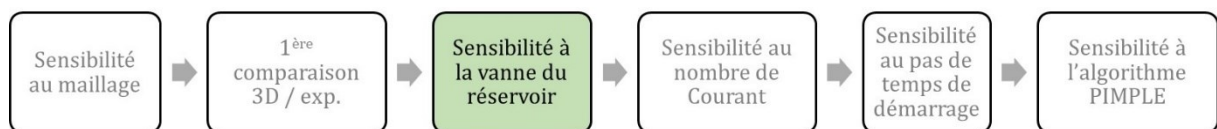


Figure 192 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

Des calculs ont été menés sur la base du paramétrage présenté pour le maillage grossier précédemment, mais en retirant la vanne mobile du modèle numérique. L'ouverture de celle-ci est en effet simulée par une séquence d'états successifs correspondant à des hauteurs fixes se succédant durant de courts instants. Ainsi le fonctionnement de la vanne ne correspond pas tout à fait à la réalité. Sur le pilote expérimental, la vanne s'ouvre de façon continue sans marquer de temps d'arrêts successifs. Les résultats numériques sans la vanne sont confrontés à la fois aux mesures expérimentales et aux résultats obtenus en présence de celle-ci. La Figure 193 présente

les résultats en termes de front d'étalement à la fin de la simulation ($t = 60$ s). Les résultats numériques avec la vanne sont matérialisés par les cercles bleus alors que les triangles rouges correspondent aux résultats en l'absence de la vanne. Les résultats expérimentaux sont représentés par les croix noires. De même, la Figure 194 introduit le profil d'écoulement au même instant.

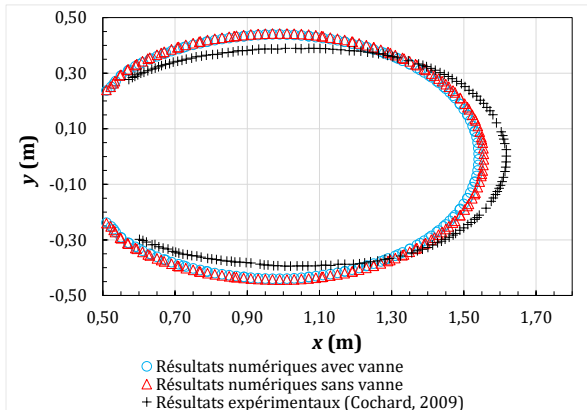


Figure 193 : Sensibilité à la vanne : front d'étalement ; $t = 60$ s.

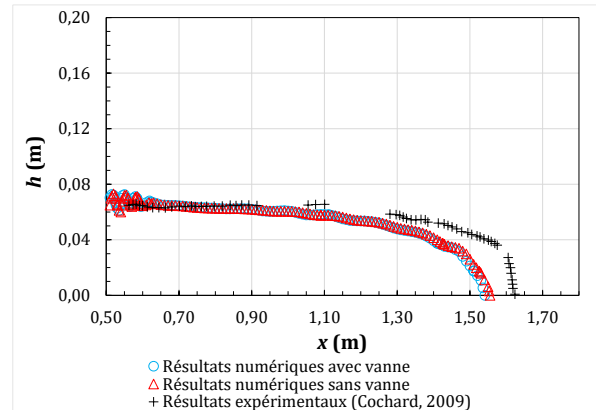


Figure 194 : Sensibilité à la vanne : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.

A première vue, les résultats diffèrent peu quel que soit le scénario retenu (ouverture progressive de la vanne ou instantanée). En supprimant la vanne, l'écart relatif avec l'expérimental diminue seulement d'un point de pourcentage (- 4 % au lieu de - 5 % avec la vanne) pour la position du front. De même, il augmente d'un point pour la largeur maximale (13 % au lieu de 12 % avec la vanne). L'absence de la vanne dans les simulations modifie davantage les résultats numériques pour les premiers instants de l'écoulement comme le montre les Figure 195 et Figure 196 illustrant respectivement la variation des écarts relatifs pour la position du front et la largeur maximale d'étalement.

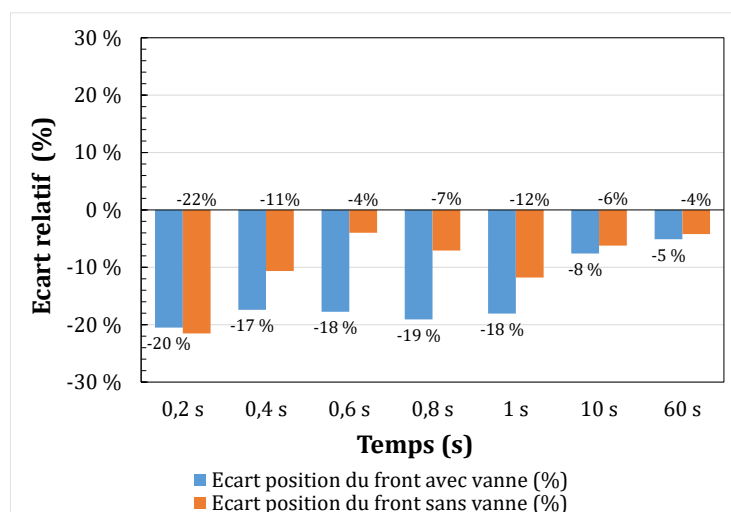


Figure 195 : Sensibilité à la vanne : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

Sans la vanne, le front de l'étalement a tendance à avancer plus rapidement sur le plan incliné qu'en présence de celle-ci. Toutefois le modèle sous-estime constamment la position du front par rapport à l'expérimental : en moyenne l'écart relatif est de - 9 % (cf. Figure 195). On constate également que sans la vanne la largeur de l'étalement augmente plus rapidement (cf. Figure 196). Avec la vanne, le modèle a tendance à sous-estimer la largeur maximale jusqu'à 1 seconde, puis à la surestimer par rapport à l'expérimental. Sans la vanne, le constat est différent : au bout de 0,2 s, le modèle ne sous-estime plus la largeur maximale. A partir de cet instant, et ce jusqu'à la fin de la simulation, la largeur maximale est surestimer en moyenne de 6 %.

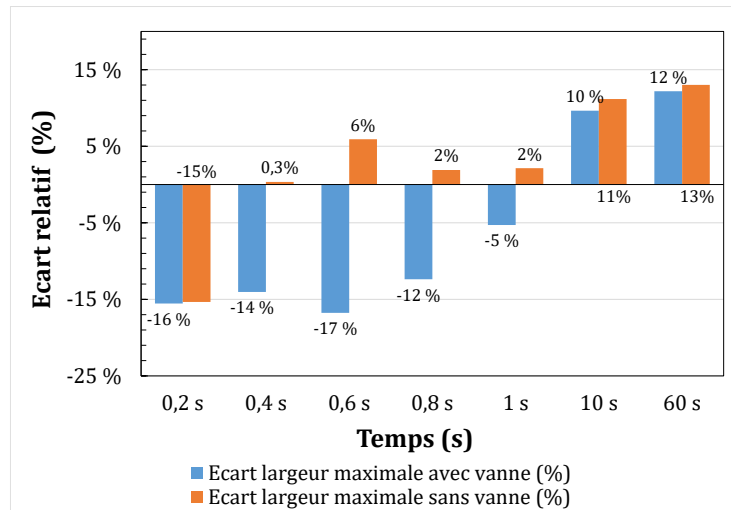


Figure 196 : Sensibilité à la vanne : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

L'analyse a mis en évidence l'impact non négligeable de la vanne du réservoir sur les résultats numériques. Son absence dans les simulations a tendance à diminuer l'écart avec les données expérimentales du point de vue de la position du front. La largeur maximale de l'étalement se rapproche davantage des mesures sur les premiers instants (de 0,2 à 1 s) mais à tendance en s'éloignant sur le reste de la simulation. Ces résultats varient avec la même tendance que ceux obtenus par Cochard (Cochard, 2007) en utilisant le code de calcul du LHE qui lui aussi a tendance à sous-estimer l'étalement en l'absence de la vanne du réservoir. L'analyse met ainsi en évidence l'importance de tenir compte de la vanne, malgré le fait ici que sa séquence d'ouverture soit approchée (états successifs d'ouverture).

Les tests effectués dans le cadre des autres analyses de sensibilité sont conduits par la suite en présence de la vanne. Le paragraphe suivant met en avant la sensibilité des résultats au nombre de Courant.

Sensibilité au nombre de Courant

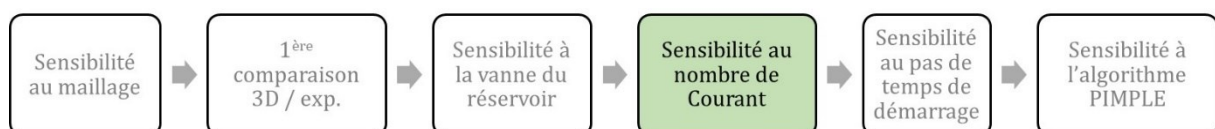


Figure 197 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

Le nombre de Courant a été investigué dans les simulations numériques. Jusqu'ici les calculs ont été menés en fixant sa valeur à 0,1. Introduit au chapitre 3.8.4.3, le nombre de Courant permet d'assurer la stabilité des calculs et constitue une condition de convergence. La modification de sa valeur influe directement sur le pas de temps de calcul. On constate généralement qu'augmenter le nombre de Courant a pour effet d'accélérer les calculs. Or quand le pas de temps de calcul devient trop grand, les erreurs numériques sont plus importantes et se propagent au cours de la simulation. Ainsi, il est d'usage en mécanique des fluides numériques de limiter à 1 la valeur prise par le nombre de Courant. Dès lors, une analyse de sensibilité a été menée en simulant l'étalement du Carbopol sur le plan incliné avec un nombre de Courant égal à 1. Les autres paramètres de simulations (rhéologie, inclinaison, présence de la vanne, maillage, pas de temps de démarrage) demeurent constants vis-à-vis de ce qui a été exposé au paragraphe 4.5.3.1.

Les résultats numériques sont comparés aux mesures expérimentales. Deux scénarios de simulations sont présentés : $Co = 0,1$ et $Co = 1$. A titre d'exemple, les Figure 198 et Figure 199 exposent les résultats pour le pas de temps $t = 0,4$ s. Les résultats tracés avec les cercles bleus correspondent à un paramétrage avec $Co = 0,1$. Le scénario de simulation avec $Co = 1$ est représenté par les triangles rouges. Comme précédemment, les résultats expérimentaux apparaissent sous la forme de croix noires. Le pas de temps présenté ($t = 0,4$ s) met en avant la sensibilité des résultats numériques à la valeur prise par le nombre de Courant. Cet instant de simulation correspond aux variations les plus importantes observées d'un scénario à un autre, en termes de position du front et de largeur maximale d'étalement. Les résultats numériques pour les autres instants de simulation sont exposés en 0. On constate, pour $t = 0,4$ s, que l'étalement est réduit en augmentant le nombre de Courant. La distance maximale parcourue par le front dans l'axe de l'étalement ($y = 0$ m) est de 0,69 m contre 0,75 m lorsque Co vaut 0,1. La largeur maximale est également réduite de 2 cm (0,39 m contre 0,41 m précédemment).

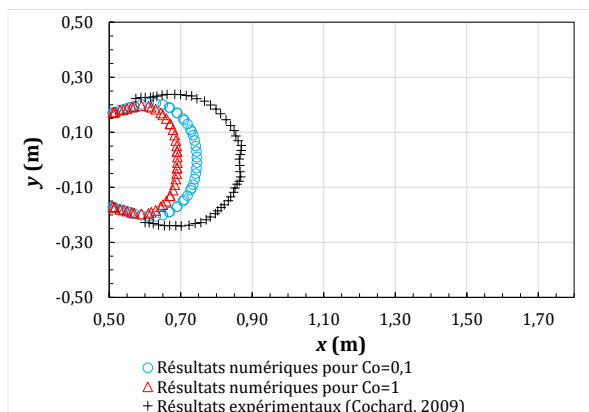


Figure 198 : Sensibilité au nombre de Courant : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.

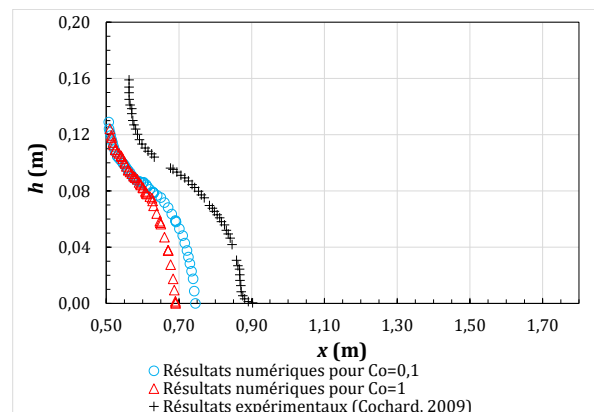


Figure 199 : Sensibilité au nombre de Courant : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.

Sur l'ensemble de la simulation, lorsque $Co = 1$, le modèle présente un écart relatif moyen avec l'expérimental de - 18 % pour la position du front (- 15 % avec $Co = 0,1$) et de - 8 % pour la largeur maximale d'étalement (- 6 % avec $Co = 0,1$). L'accroissement des écarts avec l'expérimental est constaté notamment durant la phase transitoire rapide (entre 0,2 s et 1 s) comme exposé par les Figure 200 et Figure 201. On note au passage que l'état final obtenu numériquement n'est que peu modifié quel que soit la valeur du nombre de Courant considéré. Pour $Co = 1$, au bout de 60 s, l'écart relatif avec l'expérimental est de - 4 % concernant la position du front (contre - 5 % avec

$Co = 0,1$) et de 13 % pour la largeur maximale d'étalement (contre - 12 % avec $Co = 0,1$). En substance, si l'on s'était intéressé uniquement à l'état de l'étalement en fin de simulation, nous n'aurions pas pu mettre suffisamment en évidence l'impact du nombre de Courant sur les résultats numériques.

Le nombre de Courant influence fortement les résultats numériques obtenus, notamment durant la phase transitoire de l'étalement sur le plan incliné. Son augmentation a pour principal effet de ralentir l'étalement sur le plan incliné (cela est vérifié uniquement dans le cadre de ce cas test). En conséquence, on note des écarts plus importants avec les données expérimentales que dans un scénario avec un nombre de Courant réduit à une valeur de 0,1. Cette analyse met ainsi en avant l'importance de paramétrer une valeur faible du nombre de Courant dans le modèle numérique afin, d'une part, de limiter la propagation des erreurs numériques durant les calculs, et d'autre part, de représenter avec fidélité le caractère transitoire des écoulements mesurés expérimentalement.

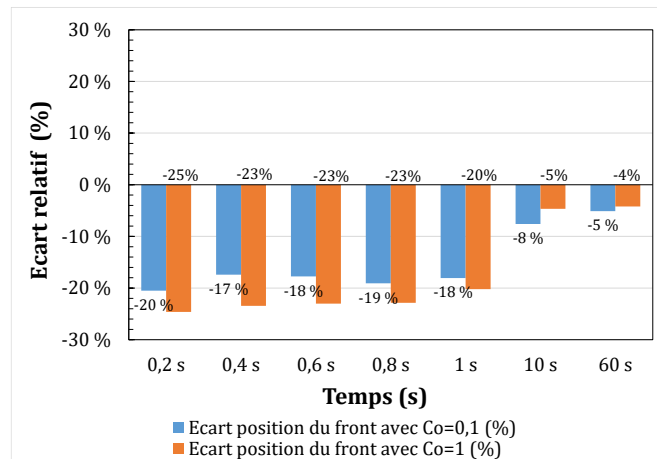


Figure 200 : Sensibilité au nombre de Courant : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

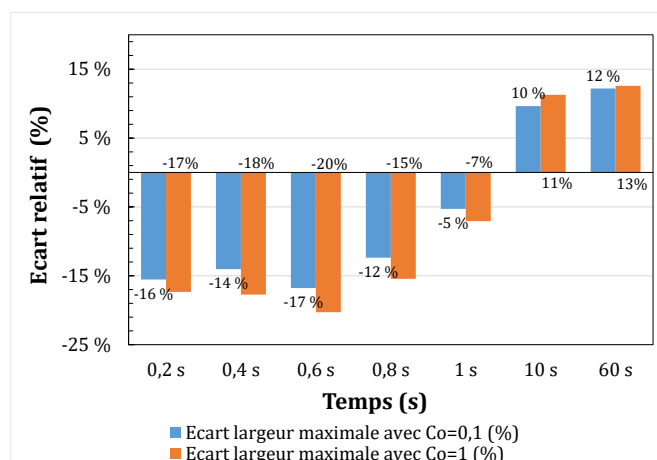


Figure 201 : Sensibilité au nombre de Courant : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

La suite de l'analyse sera ainsi conduite en fixant la valeur du nombre de Courant à 0,1, notamment lors de l'investigation des effets du pas de temps de démarrage sur les résultats, exposée au paragraphe suivant.

Sensibilité au pas de temps de démarrage

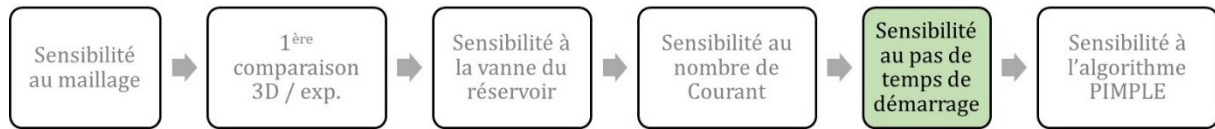


Figure 202 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

L'investigation réalisée sur le nombre de Courant a permis de juger la stabilité globale des calculs au cours de la simulation. La modification du paramètre engendre directement une modification du pas de temps de calcul. Nous avons souhaité investiguer davantage les effets de ce dernier notamment au démarrage de la simulation. En effet, à l'instant $t = 0$ s, le fluide demeure immobile dans le réservoir. Quelques instants après, la vanne commence à s'ouvrir et le fluide commence à bouger. Or, on peut se demander si le pas de temps de démarrage a un impact sur les premiers instants de l'écoulement compte-tenu des faibles vitesses d'écoulement attendues au démarrage du calcul. Dès lors, une analyse de sensibilité a été conduite en faisant varier le pas de temps de démarrage. Trois jeux de résultats de simulation sont comparés :

Pas de temps de démarrage $\Delta t_0 = 1^{-8}$ s ($Co = 0,1$)	Pas de temps de démarrage $\Delta t_0 = 1^{-10}$ s ($Co = 0,1$)	Pas de temps de démarrage $\Delta t_0 = 1^{-5}$ s ($Co = 1$)
---	--	---

Le maillage utilisé correspond au maillage grossier et la vanne est modélisée. A noter que la troisième configuration est testée avec un nombre de Courant égal à 1. Ce scénario permet de juger l'impact d'une modification combinée du pas de temps de démarrage et du nombre de Courant. La comparaison avec les résultats expérimentaux pour l'instant $t = 0,4$ s est proposée ci-dessous par les Figure 203 et Figure 204, qui illustrent respectivement le front d'étalement et le profil d'écoulement.

La configuration avec un pas de temps de démarrage fixé à 1^{-8} s est représentée par les cercles bleus. Les triangles rouges représentent les résultats pour $\Delta t_0 = 1^{-10}$ s. Enfin, les carrés verts matérialisent la dernière configuration combinant une modification du pas de temps initial ($\Delta t_0 = 1^{-5}$ s) et du nombre de Courant ($Co = 1$). Les données expérimentales correspondent aux croix noires. Les autres pas de temps de simulations sont consignés au niveau de l'0. Pour le pas de temps présenté ci-dessous, on note que le changement du pas de temps de démarrage ne modifie pas les résultats numériques, aussi bien pour la position du front (cf. Figure 203) que pour la variation spatiale de la hauteur de fluide (Figure 204).

Cette constante dans les résultats est observée tout au long des simulations. La Figure 205 illustre les écarts relatifs entre numérique et expérimental pour la position du front. On note que pour un nombre de Courant invariant ($Co = 0,1$), les écarts obtenus avec l'expérimental sont similaires quel que soit la valeur de Δt_0 (1^{-8} s ou 1^{-10} s). Le même constat peut être établi concernant la variation de la largeur maximale de l'étalement dans le temps pour deux configurations testées

(cf. Figure 206). On note que les résultats sont toutefois sensibles à la modification conjointe du pas de temps de démarrage et du nombre de Courant. La distance et la largeur maximale de l'étalement sont réduites pour cette troisième configuration ($\Delta t_0 = 1e-5$ s et $Co = 1$), notamment durant la phase transitoire rapide (0,2 s à 1 s). En fin de simulation, quand le fluide est proche de l'arrêt total, les écarts avec l'expérimental sont similaires quel que soit la configuration retenue : le modèle sous-estime la distance de l'étalement d'environ 5 % (cf. Figure 205) et surestime la largeur maximale d'environ 12 % (cf. Figure 206).

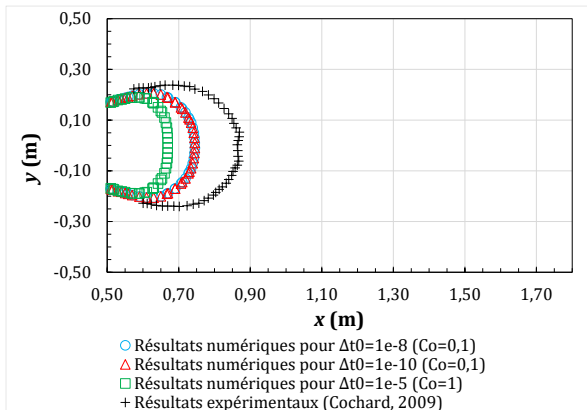


Figure 203 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.

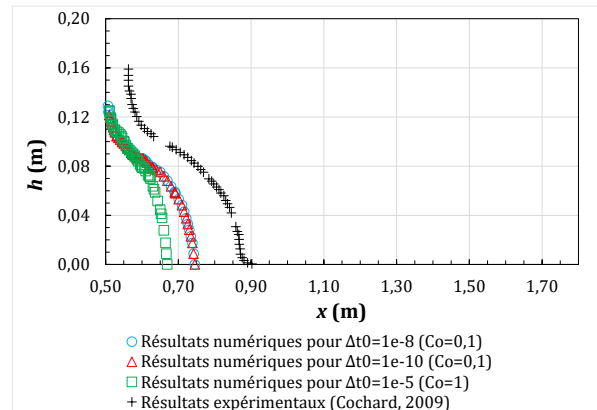


Figure 204 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.



Le pas de démarrage de simulation n'est pas un paramètre qui influence les résultats numériques. Le test effectué en modifiant conjointement le nombre de Courant et le pas de temps de démarrage conforte les conclusions émises à l'issue de l'analyse de sensibilité sur le nombre de Courant. La stabilité des calculs est davantage contrôlée par la valeur prise par ce dernier que par la valeur choisie pour le premier pas de temps de calcul.

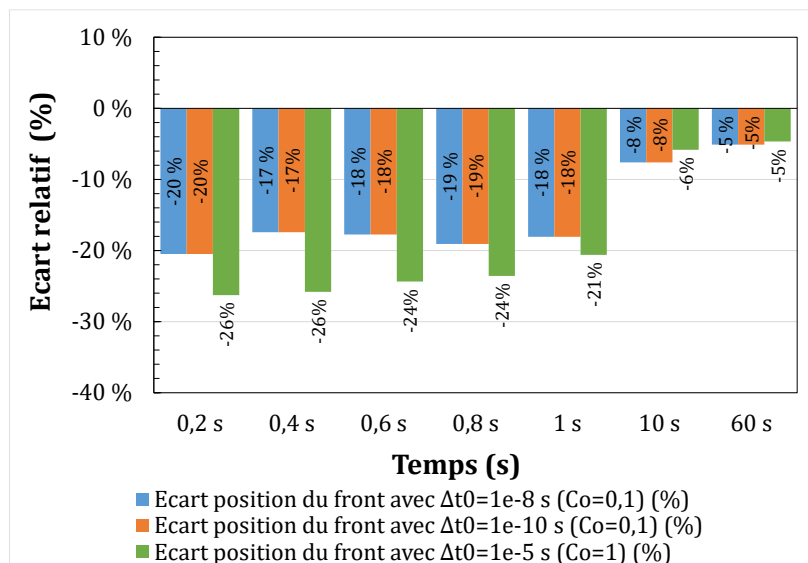


Figure 205 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

On note toutefois ici malgré le fait que les résultats numériques restent inchangés quel que soit la valeur de Δt_0 , ce dernier influe sur le temps de calcul au démarrage de la simulation. En effet, on a constaté que plus Δt_0 était petit, plus le temps de calcul au démarrage de la simulation était important. Ainsi on retiendra pour la suite des simulations que le pas de temps de démarrage peut être fixé avec une valeur proche de $1e-8$ s, voire plus basse, sans que cela nuise au départ des calculs. La stabilité des calculs devra par ailleurs être assurée en limitant significativement le nombre de Courant.

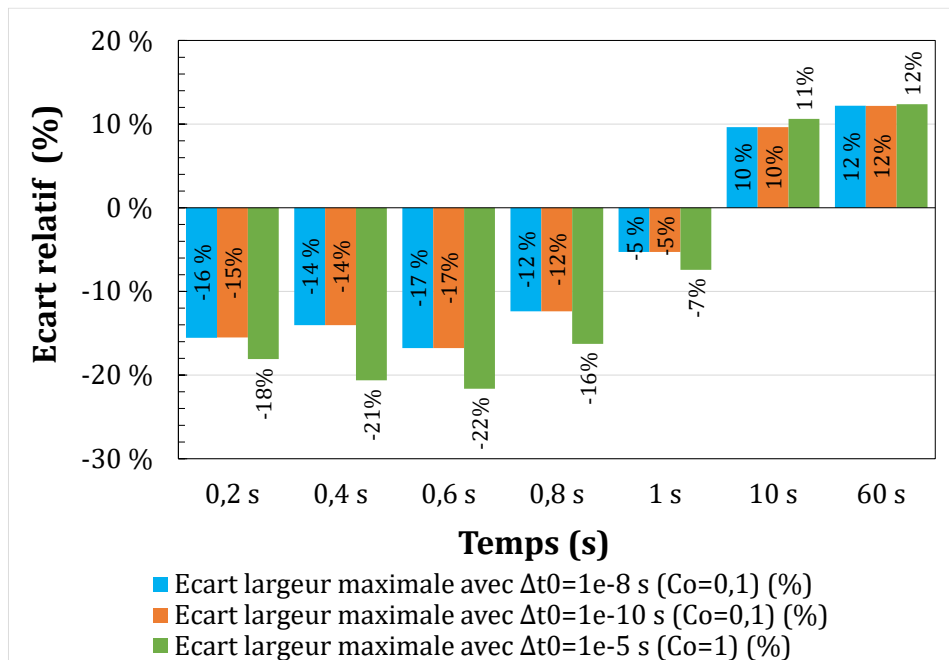


Figure 206 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatif entre les résultats numériques et expérimentaux.

Sensibilité à l'algorithme de résolution

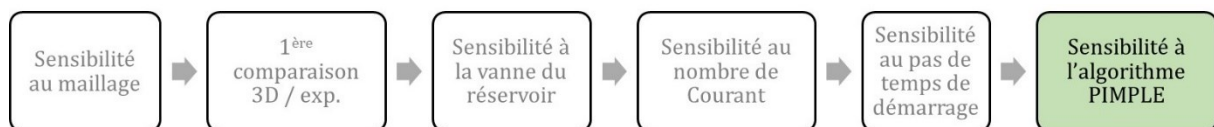
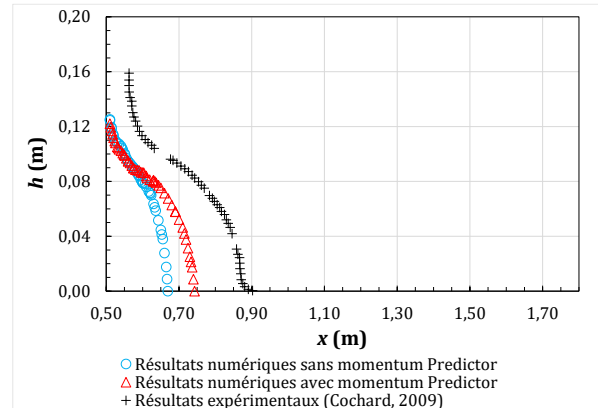
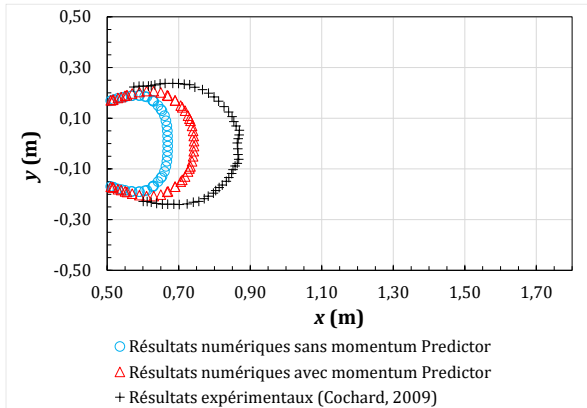


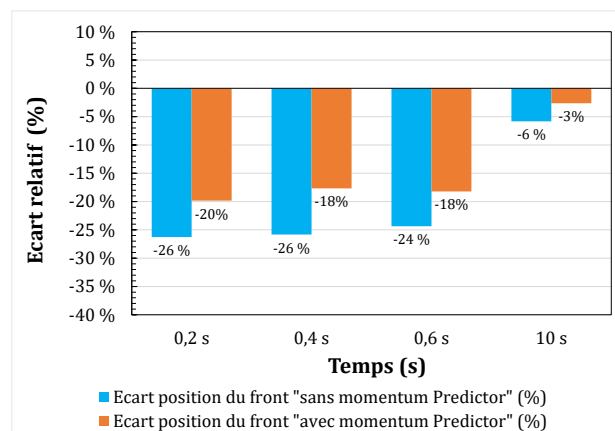
Figure 207 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.

La dernière analyse de sensibilité porte sur le paramétrage de l'algorithme PIMPLE dans OpenFOAM (cf. chapitre 3.8.4.2). Les calculs numériques sont effectués avec le solveur interFoam d'OpenFOAM faisant appel à l'algorithme PIMPLE. Dans la séquence de l'algorithme, l'utilisateur peut décider de faire appel ou non à la fonction *momentum Predictor*. Celle-ci intervient au démarrage de la séquence, avant la correction de la vitesse et de la pression. Cette fonction permet d'utiliser le champ de pression du pas de temps précédent afin de résoudre l'équation semi-discrétisée de la quantité de mouvement. En sortie, on obtient une nouvelle approximation du champ de vitesse. Ainsi, une analyse de sensibilité a été effectuée en activant ou désactivant la fonction *momentum Predictor* dans le code de calcul. Le renseignement de la fonction s'effectue

dans le fichier *fvSolution* situé dans le répertoire *system* de l'arborescence des simulations (cf. chapitre 0). Pour ce faire, le scénario de simulation correspond à la configuration suivante : maillage grossier, prise en compte de la vanne, nombre de Courant fixé à 1, et pas de démarrage retenu à 10^{-5} . Les résultats numériques obtenus sont présentés pour le pas de temps $t = 0,4$ s par les Figure 208 et Figure 209. Les séries tracées avec les cercles bleus correspondent à un scénario de simulation sans utiliser la fonction *momentum Predictor*. Au contraire, les triangles rouges représentent les résultats si la fonction est activée dans le code de calcul. Les mesures expérimentales sont matérialisées par les croix noires. L'Annexe 24 synthétise les résultats pour les autres instants de simulation.



Quel que soit le pas de temps observé, on note que les résultats numériques sont modifiés selon l'état de la fonction *momentum Predictor* (active ou non). Le front d'étalement a tendance à avancer plus loin lorsque la fonction est activée (cf. Figure 208) et par conséquent les écarts avec l'expérimental diminuent. En termes de hauteur, celle-ci demeure néanmoins plus faible que celle observée expérimentalement (cf. Figure 209). La réduction des écarts avec l'expérimental est relevée sur la durée de la simulation comme le suggère la Figure 210.



La position numérique du front d'étalement est en moyenne sous-estimée d'environ 15 % lorsque la fonction *momentum Predictor* est active. Sans l'utilisation de celle-ci, l'écart relatif est de - 21 %. Les déviations sont également réduites en termes de largeur maximale d'étalement. La Figure 211 montre que les écarts sont réduits en moyenne de 5 % avec l'expérimental sur les premiers instants de la simulation ($t = 0,2 \text{ s}$; $t = 0,4 \text{ s}$; $t = 0,6 \text{ s}$). On note toutefois qu'en fin de simulation ($t = 10 \text{ s}$) le modèle numérique continue à surestimer la largeur maximale, quel que soit l'état de la fonction *momentum Predictor* dans le code de calcul : écart relatif de 18 % avec la fonction active contre une déviation de 11 % si elle est désactivée.

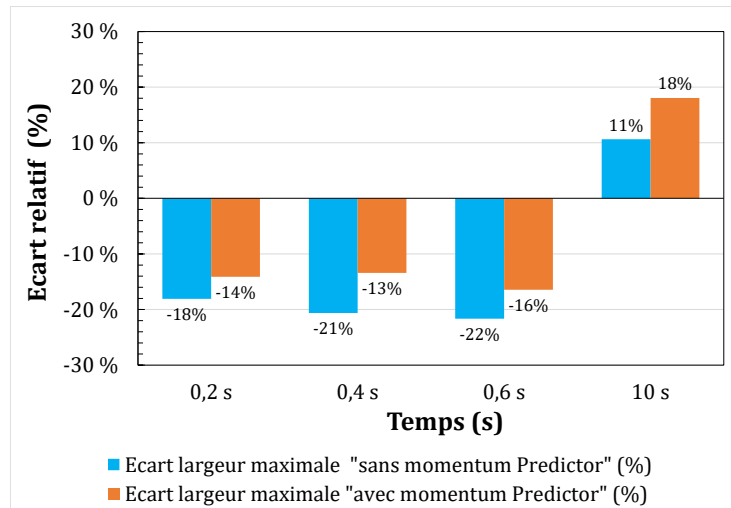


Figure 211 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

En conclusion, l'analyse de sensibilité sur le paramétrage de l'algorithme de résolution PIMPLE a permis de mettre en évidence l'intérêt de faire appel ou non à la fonction momentum Predictor dans la résolution numérique des équations. En réalisant une phase supplémentaire en tête de séquence pour le traitement des équations de conservation de la quantité de mouvement, les résultats numériques se rapprochent davantage des mesures expérimentales. L'utilisation de la fonction momentum Predictor engendre toutefois plus de boucles de calcul à chaque pas de temps mais permet d'améliorer la qualité des résultats numériques notamment durant la phase transitoire rapide lorsque le fluide s'échappe du réservoir. A l'avenir, on préconisera l'utilisation de cette fonction dans les simulations.

4.5.4. Conclusion des expériences de Cochard

Le code de calcul 3D a été utilisé pour une configuration d'écoulement à surface libre pour laquelle apparaît un phénomène d'étalement sur un plan incliné présentant une inclinaison non nulle, correspondant aux expériences menées par Cochard (Cochard & Ancey, 2009). L'intérêt d'avoir traité ce cas expérimental réside dans le fait qu'il présente un caractère transitoire pour les écoulements mis en jeu. Cette typologie d'écoulement est en lien direct avec le caractère transitoire que présentent les laves torrentielles dont on souhaite reproduire le comportement (cf. CHAPITRE 5). La modélisation des écoulements a été effectuée en jugeant la sensibilité des

résultats numériques sur plusieurs points : le maillage, la vanne du réservoir, le nombre de Courant, le pas de temps de démarrage des calculs, et le paramétrage de l'algorithme de résolution PIMPLE. Les résultats de simulations apportent des réponses quant à la manière de gérer la dynamique des écoulements transitoires dans le code de calcul, ce qui était le verrou principal établi au préalable pour ce cas test.

Une analyse de sensibilité au maillage a été effectuée. Elle a permis d'évaluer le niveau de maillage nécessaire afin de représenter fidèlement la physique des écoulements à surface libre sur le plan incliné. Les résultats varient dans des proportions relativement faibles d'un maillage à un autre. Les simulations ont montré que des mailles de 2 cm de côté (maillage grossier) étaient suffisantes pour obtenir un étalement numérique proche de l'expérimental : écarts de 5 % en moyenne (en sous-estimation) par rapport à la position du front et de 12 % en moyenne (en surestimation) pour la largeur maximale, vis-à-vis des mesures expérimentales. Les incertitudes numériques ont également été évaluées pour le maillage grossier. Celles-ci sont comprises entre 5 % et 32 % selon l'écart relatif avec le maillage fin. **Les hauteurs finales expérimentales sur le plan incliné sont comprises entre 0 et 6,5 cm. Le modèle discrétise cette hauteur avec seulement 3 à 4 mailles. Ce faible nombre sur la verticale permet à la fois un gain en temps de calcul et une représentation fine des caractéristiques de l'écoulement (la hauteur notamment). En prévision de la simulation d'écoulements transitoires de laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5), il est intéressant de retenir ici que la hauteur de fluide peut être discrétisée avec un faible nombre de mailles selon la hauteur, sans que cela nuise à la représentation de la surface libre.** En effet, au maximum, le modèle a sous-estimé, avec le maillage grossier, la position du front de 20 % et la largeur maximale de 17 %, par rapport à l'expérimental.

L'impact de la vanne a été investigué à travers une analyse de sensibilité spécifique permettant de juger l'importance de sa prise en compte en tant que condition aux limites dans les simulations. L'absence de vanne dans le modèle a conduit à des résultats très différents en comparaison d'un scénario dans lequel la vanne est simulée avec une ouverture séquencée. Les résultats ont ainsi conforté l'importance de prendre en compte la vanne dans les simulations notamment durant la phase transitoire rapide. Certes les écarts avec l'expérimental sont parfois réduits en absence de la vanne mais cette configuration n'est pas représentative de conditions réelles d'expérimentation. L'un des axes d'amélioration de cet aspect serait de pouvoir intégrer dans le code de calcul une ouverture de vanne avec une vitesse verticale constante et linéaire, mais ce point n'est pas un objectif prioritaire du développement du code vis-à-vis de l'application sur le cas réel de bassin versant (cf. CHAPITRE 5). L'analyse permet simplement de conforter le choix de la condition aux limites retenue dans le modèle numérique.

L'analyse s'est intéressée par la suite au paramétrage du code de calcul en vue d'une meilleure gestion des écoulements transitoires. Le nombre de Courant, le pas de démarrage et l'algorithme PIMPLE ont successivement été investigués. Les résultats obtenus aboutissent aux conclusions suivantes. **Les caractéristiques des écoulements transitoires (hauteur, largeur, distance d'étalement) sont mieux représentées par le modèle numérique lorsque le nombre de Courant est fixé à 0,1 et que la fonction *momentum Predictor* est utilisée.** Premièrement, choisir un nombre de Courant à 0,1 assure une stabilité des calculs et limite la propagation des erreurs numériques au cours des simulations. Deuxièmement, faire appel à la fonction *momentum Predictor* améliore la résolution des équations du mouvement par le code en ajoutant une étape supplémentaire dans la séquence de l'algorithme permettant une évaluation intermédiaire du

champ de vitesse de l'écoulement. **Nous avons également constaté que le pas de démarrage n'était pas un paramètre qui influençait les résultats numériques** ; ceux-ci demeurant invariants quel que soit sa valeur. On constate simplement une diminution de la vitesse de résolution des équations par le code de calcul lorsque le pas de temps de démarrage est choisi trop petit (proche de 10^{-10} s). Toutefois, cela peut être corrigé en augmentant les ressources informatiques (nombre de processeurs) lors de la mise en parallèle des calculs.

Les expériences de Cochard ont permis de traiter des écoulements transitoires rapides de fluides non-newtoniens, apportant de surcroît des informations essentielles quant à la gestion de ce type d'écoulement par le modèle 3D. A l'issue des simulations effectuées, le code a montré qu'il était en mesure de représenter avec un bon degré de fidélité la physique des écoulements dans une configuration d'étalement, régulièrement rencontrée sur les bassins versants torrentiels sujets aux laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5).

4.6. Les expériences d'Ancey (2009)

Les expériences conduites par Ancey et Cochard (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007) ont été sélectionnées en tant que test numérique car, comme celles de Cochard (cf. chapitre 4.5), elles concernent des écoulements transitoires rapides de fluides non-newtoniens. Les écoulements sont étudiés en canaux étroits (analogie avec les écoulements canalisés 2D/3D) et non sur des plans inclinés. La typologie d'écoulement simulée est similaire à une rupture de barrage. Cette configuration d'écoulement présente un intérêt fort au regard des écoulements de lave torrentielle que l'on souhaite modéliser sur un cas grandeur nature (cf. CHAPITRE 5). En effet, quand une lave torrentielle apparaît en tête de bassin versant, le phénomène se produit de façon soudaine et une grande quantité de matériaux s'écoule subitement vers l'aval. On peut trouver ici une analogie avec la rupture de barrage. Le Tableau 38 rappelle les différents aspects de modélisation qui seront investigués au cours de ce cas test numérique.

Tableau 38 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences d'Ancey.

Analyse Expérience	Modèles régularisés	Détection des zones rigides et liquides	Modèle de surface libre (VOF) avec compression artificielle	Maillage complexe et distribution des mailles	Champ de vitesse et couche limite	Aspect transitoire
Ancey (2009)	Bi-visqueux		X			X

4.6.1. Protocole expérimental

Les expériences d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007) traitent des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens à seuil pour des phénomènes de rupture de barrage en canal étroit avec une pente non nulle. De nombreux travaux théoriques (Coussot, 1997; Longo *et al.*, 2016; Balmforth *et al.*, 2007), expérimentaux (Chanson *et al.*, 2006; Debiante & Piau, 2001; Iverson, 1997; Parsons *et al.*, 2001; Iverson *et al.*, 1992; Iverson *et al.*, 2004; Debiante, 2000; Kern *et al.*, 2004; Bates & Ancey, 2017; Haza *et al.*, 2013) et numériques (Minussi & Maciel, 2012; He *et al.*, 2017; von Boetticher *et al.*, 2017; Chambon *et al.*, 2011; Rentschler, 2010; Brezzi, 2016; Shrestha *et al.*, 2012; Shi, 2006; Caboussat *et al.*, 2011) se sont intéressés à ce type d'écoulement.

La géométrie étudiée se compose d'un canal droit de section rectangulaire (longueur de 4,0 m et 30 cm de largeur). Les côtés du canal sont délimités par des parois verticales parallèles entre elles. L'inclinaison du canal peut varier de 0° à 24°. A l'amont du canal, on trouve un réservoir (longueur de 51 cm et 30 cm de largeur) pouvant stocker un fluide avant que ce dernier ne soit relâché et s'écoule au sein du chenal. La capacité du réservoir est de 120 kg. De la même façon que pour les expériences de Cochard, une vanne mobile permet de fermer le réservoir. Son ouverture (en 0,8 s) déclenche l'écoulement du fluide dans le chenal. Aucune singularité n'est présente au sein du canal. La Figure 212 présente la géométrie ainsi que la vanne (en rouge sur les figures) permettant la fermeture du réservoir amont.

La pente de la géométrie est fixée à 12°. Cette valeur demeure inchangée pour l'ensemble des simulations menées dans ce cas test. Le matériau employé est du Carbopol Ultrez 10 avec une concentration de 0,40 % (Ancy & Cochard, 2009). Le comportement de ce fluide non-newtonien est décrit par le modèle d'Herschel-Bulkley avec le jeu de paramètres suivants, déterminés en rhéométrie (Ancy & Cochard, 2009), avant écoulement : $\tau_c = 109$ Pa, $K = 75,84$ Pa.sⁿ et $n = 0,579$. La masse volumique du matériau a pour valeur 1 000 kg/m³ (valeur différente des expériences de Cochard).

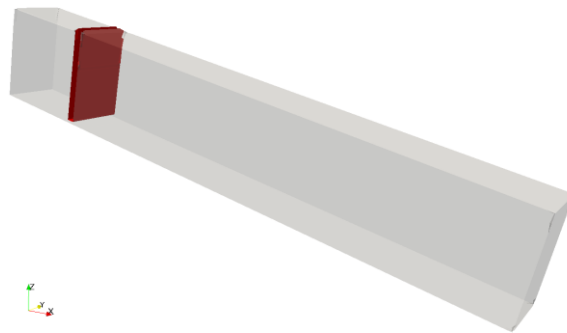


Figure 212 : Géométrie du canal incliné des expériences d'Ancy : état avec vanne fermée (Ancy & Cochard, 2009).

Avant l'ouverture de la vanne, on place 43 kg de matériau dans le réservoir. L'allure de la surface libre et la position du front sont relevées au cours des expériences à l'aide d'une caméra à haute vitesse, de la même façon que pour les expériences de Cochard (cf. chapitre 4.5.1). Un post-traitement numérique des images relevées permet de reconstruire la surface libre, avec une précision de l'ordre du millimètre (Cochard & Ancy, 2008).

4.6.2. Modélisation numérique 3D

4.6.2.1. Géométrie et maillage

La géométrie est discrétisée spatialement lors de la génération du maillage numérique. Le domaine de calcul est constitué de 640 000 mailles dont la taille varie au sein de la géométrie entre 1 cm et 4 cm (cf. Tableau 39). Le nombre de mailles selon la hauteur de fluide a été pensé en fonction des résultats obtenus avec les tests numériques de Cochard. Une représentation du maillage est fournie en Annexe 25. A noter que pour ce cas test, aucune analyse de sensibilité au maillage n'a été menée (analogie avec les expériences de Cochard).

Tableau 39 : Tailles des cellules de calcul du maillage du modèle numérique du canal incliné des expériences d’Ancey (Ancey & Cochard, 2009).

Partie de la géométrie	Réservoir	Canal étroit
Axe x	1 cm	2 cm
Axe y	1 cm	1 cm
Axe z	1 cm (fluide) et 4 cm (air)	1 cm (fluide) et 4 cm (air)

4.6.2.2. Conditions aux limites

Au démarrage des simulations, le volume de fluide est imposé en amont de la géométrie dans le réservoir. L’inclinaison du canal (ici 12°) conduit à une surface libre présentant une pente non nulle. Cela conduit à une hauteur de fluide plus importante au droit de la vanne qu’à l’amont du réservoir, comme le montre la Figure 330 en Annexe 25. Comme pour le cas des expériences de Cochard, la fonction *cellZoneName* a été employée dans le fichier *blockMeshDict* lors du maillage afin de modifier localement le maillage dans le réservoir. Cela permet la différenciation de la partie fluide et de la partie air au démarrage de la simulation lorsqu’on initialise le remplissage du réservoir avec la commande *setFields*.

L’ouverture de la vanne du réservoir a été traitée de la même façon que dans le cas des expériences de Cochard correspondant aux étalements sur le plan incliné (cf. chapitre 4.5.2). La vanne s’ouvre totalement en 0,8 s au cours de la simulation mais son ouverture est décomposée en une séquence d’états successifs correspondant chacun à une hauteur d’ouverture différente (cf. Figure 178).

4.6.2.3. Rhéologie

La régularisation bi-visqueuse décrit le comportement rhéologique du matériau dans le code de calcul en reprenant les valeurs des trois paramètres du modèle d’Herschel-Bulkley définis en rhéométrie. Pour la caractérisation du régime solide sous le seuil de contrainte, la viscosité de régularisation η_0 a été fixée avec une valeur de $1,0 \times 10^5$ Pa.s.

4.6.2.4. Modèles et stratégie de calcul

Le caractère laminaire des écoulements décrits dans la littérature (Ancey & Cochard, 2009), se traduisant par un faible nombre de Reynolds ($Re = 0,02$ dans le cas présenté ici) a conduit à ne pas employer de modèle de turbulence dans les simulations numériques. Le solveur *interFoam* est utilisé pour la résolution des calculs. Au regard des conclusions établies suite au traitement des expériences de Cochard et des diverses analyses de sensibilité conduites pour la gestion des écoulements transitoires (cf. chapitre 4.5.4), les paramètres suivants ont été retenus. Le nombre de Courant Co est fixé à 0,1. Le pas de temps de démarrage est renseigné à 10^{-8} s. Enfin, la fonction *momentumPredictor* est utilisée pour l’algorithme PIMPLE.

4.6.2.5. Mise en œuvre

La mise en œuvre du modèle s’effectue au travers d’une seule comparaison avec les résultats expérimentaux. Aucune autre analyse de sensibilité n’est proposée ici.

L’objectif de ce test est similaire à celui défini pour le cas des expériences de Cochard (cf. chapitre 4.5), à savoir valider le modèle 3D pour des cas d’écoulements en régime transitoire.

4.6.3. Résultats et discussion

Les résultats numériques (cf. Figure 213) obtenus sont confrontés aux données expérimentales. On s'intéresse principalement ici aux variations du profil d'écoulement dans le temps, au centre du canal.

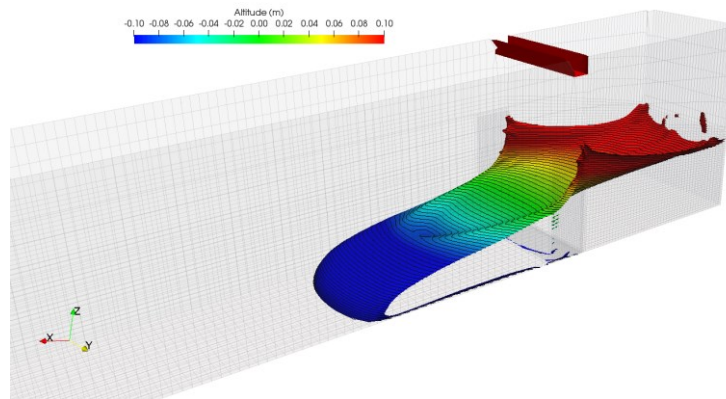


Figure 213 : Résultats numériques de simulation : allure de la surface libre ; $t = 3,8$ s.

Les résultats sont introduits par les Figure 214 et Figure 215 qui correspondent chacune un pas de temps de simulation. Les pas de temps $t = 10$ s et $t = 600$ s sont proposés ici à titre d'exemple. Les résultats obtenus pour les autres instants de la simulation sont proposés en Annexe 26. Les résultats numériques sont symbolisés par les triangles rouges alors que les croix noires matérialisent les mesures expérimentales.

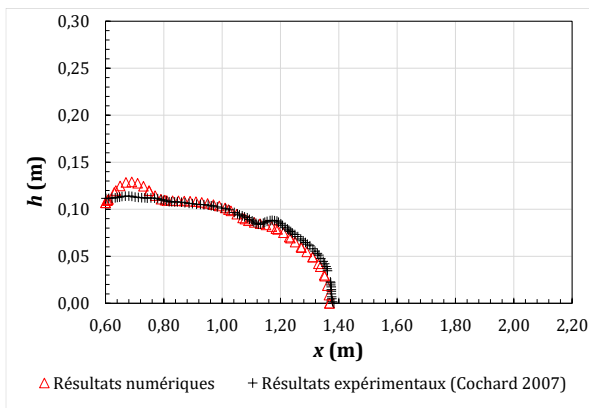


Figure 214 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : profil d'écoulement ; $t = 10$ s.

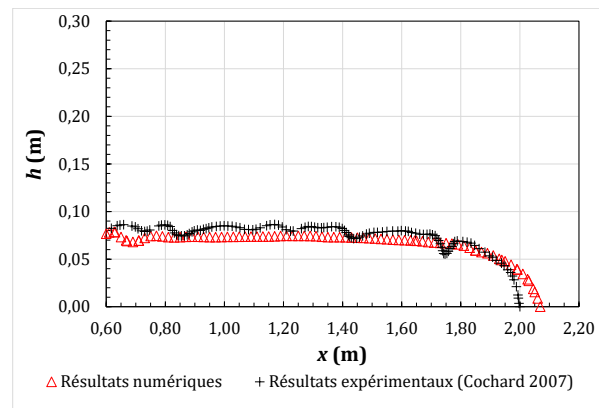


Figure 215 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : profil d'écoulement ; $t = 600$ s.

De 0,2 s à 1 s, on constate que le front d'écoulement numérique est en retard par rapport au front mesuré expérimentalement. Au bout de 10 s de simulation, les fronts numériques et expérimentaux coïncident aussi bien en termes de position du front que de hauteur de fluide. Plus loin dans le temps, le modèle numérique devance les mesures expérimentales. On note que le front

n'est que peu modifié entre les pas de temps 60 s et 600 s : sur cet intervalle de temps, le front a avancé d'environ 17 cm alors qu'expérimentalement une variation de 43 cm est relevée. A la fin de la simulation, lorsque le fluide atteint un état proche de l'arrêt, l'écart entre le modèle et la mesure est de seulement 7 cm, soit un écart relatif de 3,4 % (par rapport aux mesures expérimentales). L'évolution des écarts dans le temps entre les résultats numériques et expérimentaux est synthétisée par la Figure 216, pour la position du front. L'écart le plus important est observé à $t = 0,8$ s. Cet instant correspond au moment où la vanne atteint son ouverture maximale et définitive.

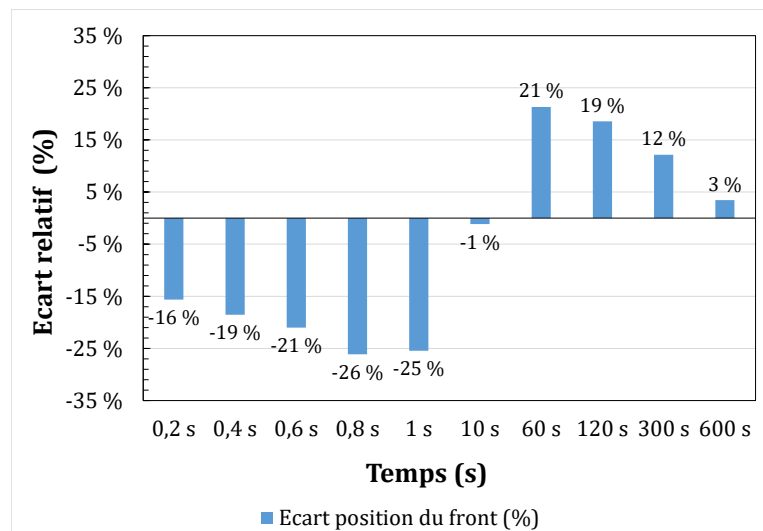


Figure 216 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.

Sur l'ensemble de la simulation, le modèle numérique est en moyenne en retard d'environ 5,2 % par rapport à la mesure expérimentale (en termes de position du front). Plus précisément, au cours de la première seconde d'écoulement, le modèle numérique sous-estime la position du front d'environ 21,3 % en moyenne. Cette phase correspond au régime transitoire rapide avec lequel l'écoulement s'effectue lorsque le fluide sort du réservoir et que la vanne s'ouvre. A partir de 10 s, le modèle numérique tend à se rapprocher des mesures expérimentales. En effet, on note qu'entre $t = 10$ s et $t = 600$ s, l'écart relatif moyen chute à 10,9 %. Toutefois, lors de cette seconde phase de simulation au cours de laquelle la vitesse de l'écoulement diminue, le modèle numérique surestime l'avancement du front. Il est intéressant de noter que l'écart relatif tend à diminuer plus l'écoulement se rapproche de son état d'arrêt.



Le modèle numérique présente au maximum des écarts d'environ 26 % sur la position du front (en sous-estimation). Malgré une augmentation des déviations entre numérique et expérimental sur les premiers instants de simulation, on note que ces écarts tendent à diminuer au fur et à mesure de l'avancement de la simulation, jusqu'à ce que le fluide se rapproche de l'arrêt total. Ce constat met en avant le fait que le modèle numérique est plus cohérent avec la physique de l'écoulement au temps longs, proches de l'arrêt de l'écoulement, et que les phases transitoires rapides sont reproduites difficilement par le code de calcul sans écarts notables.

4.6.4. Conclusion des expériences d'Ancey

Le modèle numérique 3D a été mis en œuvre pour une configuration d'écoulement à surface libre de rupture de barrage en canal étroit, dont la pente était non nulle. Ce cas test numérique a été investigué sur la base des expériences menées par Ancey et Cochard (Ancey & Cochard, 2009). L'objectif de ce cas test numérique était de pouvoir étudier des écoulements non-newtoniens apparaissant en régime transitoire, comme cela a été le cas pour les expériences de Cochard (cf. chapitre 4.5).

Les écoulements ont été reproduits numériquement pour une seule configuration expérimentale. **Aucune analyse de sensibilité spécifique n'a été menée dans le cadre de ce cas test, mais les résultats obtenus permettent de conclure quant à la représentativité des écoulements transitoires par le code de calcul, ce qui constitue le verrou principal défini pour ce cas test.**

La simulation numérique a été effectuée sur la base des conclusions établies pour les expériences de Cochard (cf. chapitre 4.5). Cela revient à paramétrer le modèle numérique avec la configuration suivante : régularisation bi-visqueuses du modèle rhéologique d'Herschel-Bulkley, ouverture séquencée de la vanne en 0,8 s, nombre de Courant fixé à 0,1, pas de temps initial de simulation choisi à 10^{-8} , et utilisation de la fonction *momentumPredictor* pour l'algorithme de résolution PIMPLE. Le choix d'un tel paramétrage conduit à des résultats numériques présentant au maximum un écart relatif de 26,1 % avec les mesures expérimentales. Cet écart tend à diminuer fortement lorsque le fluide se rapproche de l'état d'arrêt pour atteindre, dans le cas testé, une valeur d'environ 3 % (en surestimation). Les faibles écarts obtenus confortent le paramétrage établi pour le modèle numérique à l'issue des expériences de Cochard.

Ainsi, les expériences d'Ancey ont permis de traiter des écoulements transitoires rapides de fluides non-newtoniens. Le traitement de ce cas test valide le paramétrage numérique du modèle 3D pour la gestion de ce type d'écoulement malgré le fait que le modèle représente davantage la physique des écoulements près du régime permanent (temps final de la simulation) que lors de la phase transitoire rapide au début de la simulation. En perspective de la définition des enveloppes finales d'étalement des laves torrentielles sur des bassins versants montagneux réels (cf. CHAPITRE 5), le modèle numérique 3D montre ici qu'il peut être mis en œuvre pour répondre à cet objectif.

4.7. Conclusion du chapitre 4

Ce chapitre a permis de mettre en œuvre le modèle numérique 3D à travers cinq séries d'expériences portant sur différentes configurations d'écoulements de fluides non-newtoniens.

Le but était de vérifier que les choix réalisés précédemment dans l'utilisation d'un modèle 3D étaient pertinents afin de reproduire les phénomènes en jeu dans les écoulements de fluides à seuil, en prévision de la modélisation des écoulements de laves torrentielles sur des bassins versants réels (cf. CHAPITRE 5).

Pour ce faire, les différents tests numériques ont permis d'apporter des réponses quant aux verrous scientifiques et techniques définis préalablement, à savoir :

- ✓ le choix et à l'utilisation des modèles rhéologiques ;
- ✓ l'identification des zones rigides et liquides ;
- ✓ la représentation par la méthode VOF de la surface libre sans perturbations liées à des oscillations numériques ;
- ✓ la distribution des mailles de calcul, adaptée aux caractéristiques des écoulements ;
- ✓ la représentation des caractéristiques des écoulements telles que le champ de vitesse, la couche limite, et la hauteur d'écoulement ;
- ✓ et la gestion des simulations vis-à-vis du caractère transitoire des écoulements étudiés.

Le premier verrou porte sur le choix et l'utilisation des modèles rhéologiques. Le comportement des matériaux non-newtoniens présentant un seuil d'écoulement est décrit par défaut dans le code d'OpenFOAM par une régularisation dite bi-visqueuse. Elle permet de prendre en compte une rhéologie de matériau décrite par un modèle de type Herschel-Bulkley tout en ajoutant un paramètre supplémentaire, la viscosité de régularisation η_0 , permettant de caractériser le fluide sous le seuil de contrainte τ_c lorsqu'il présente un comportement solide rigide. Cette régularisation a été mise en œuvre et investiguée dans le cadre des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2), Luu (cf. chapitre 4.3), Cochard (cf. chapitre 4.5) et Ancey (cf. chapitre 4.6). Les tests menés se sont intéressés au paramétrage de la régularisation dans le code de calcul, en faisant varier notamment la valeur de la viscosité de régularisation η_0 .

Les différentes analyses de sensibilité ont porté sur la minimisation de l'impact de ce paramètre afin de rendre les résultats numériques indépendants de la description numérique de la rhéologie sous la contrainte seuil.

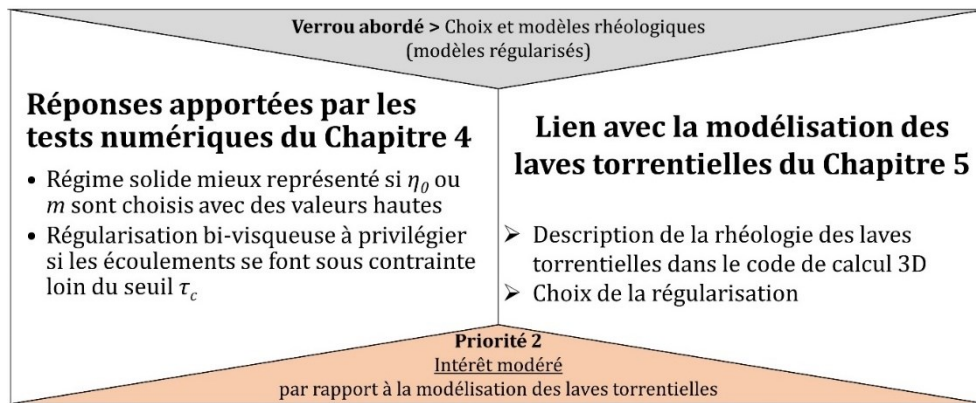


Figure 217 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur le choix et la mise en œuvre des modèles régularisés.

Il ressort des analyses que la viscosité de régularisation doit être renseignée avec une valeur suffisamment haute afin de ne pas fausser les caractéristiques de l'écoulement (vitesse, etc.). Une nouveauté a été apportée au code de calcul avec l'implémentation d'une nouvelle régularisation numérique fondée sur les travaux de Papanastasiou. Les résultats obtenus avec cette dernière ont été confrontés à ceux fournis avec la régularisation bi-visqueuse de base. Les simulations

numériques ont mis en avant une meilleure représentation du champ de vitesse avec la régularisation de Papanastasiou dans certaines configurations d'écoulement (cf. chapitre 4.3). Comme le modèle bi-visqueux, le régime solide du fluide non-newtonien est décrit par un paramètre numérique supplémentaire dans la régularisation de Papanastasiou. Le facteur m intervenant dans ce cas doit être également choisi suffisamment grand pour ne pas impacter les résultats numériques. Pour ce faire, on recommandera d'effectuer une analyse de sensibilité spécifique des résultats aux variations des paramètres de régularisation (η_0 ou m).

Le second verrou concerne l'identification des zones rigides des zones demeurant liquides au sein des écoulements non-newtoniens. Cela revient à s'intéresser à la transition entre l'écoulement s'effectuant sous une contrainte plus grande que le seuil τ_c (zone liquide) et la partie de fluide demeurant solide car trop peu sollicitée mécaniquement (zone rigide). Ce verrou a été investigué au cours des tests numériques des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2), de de Souza-Mendes (cf. chapitre 4.4) et de Luu (cf. chapitre 4.3), mettant en œuvre des modèles régularisés pour décrire le comportement non-newtonien des matériaux. Les analyses effectuées ont tenté de définir un critère de différenciation des zones rigides et liquides sachant que le choix de départ consistant à utiliser des modèles régularisés allait fortement contraindre les investigations. En effet, en comparaison, les travaux de modélisation faisant appel à des techniques employant les méthodes dites de Lagrangien augmenté (cf. chapitre 2.3) fournissent des résultats numériques plus cohérents avec la physique des écoulements notamment vis-à-vis du champ de contrainte. Ils sont donc plus favorables à la détection des interfaces de transition zones rigide/zones liquides.

Néanmoins, les tests menés dans le cadre de ces travaux ont permis de juger les limites des modèles régularisés (bi-visqueux et Papanastasiou) pour la délimitation des interfaces de transition. Le cas test de Debiane (cf. chapitre 4.2) a montré qu'un critère de coupure basé sur le calcul de la contrainte dans le domaine de calcul conduisait à des interfaces cohérentes avec la théorie des écoulements décrite par Piau (Piau, 1996). D'une part, ces conclusions écartent l'utilisation de critère d'identification des zones rigides/liquides fondé sur le champ de viscosité ou de vitesse ; d'autre part, elles sont nuancées par l'absence de comparaison avec des données expérimentales en première approche. Ce dernier aspect a pu être traité via les expériences de Luu (cf. chapitre 4.3) et de de Souza-Mendes (cf. chapitre 4.4), fournissant des mesures expérimentales en lien avec la transition zones rigides/zones liquides.

Les analyses ont montré que l'hypothèse d'un critère de coupure basé sur la contrainte ne conduisait pas à des interfaces de transition numériques proches des mesures expérimentales. Ces résultats de simulation s'expliquent notamment par l'approximation faite par la régularisation rhéologique dans le code de calcul. Malgré l'utilisation de grandes valeurs de η_0 ou m dans les régularisations, le code de calcul ne reproduit pas correctement le seuil de contrainte lorsque le taux de déformation tend vers des valeurs proches de zéro. Les résultats de simulation mettent donc en exergue ici les limites des modèles régularisés à représenter fidèlement le champ de contrainte avec précision. Néanmoins, nous avons relevé que le modèle numérique 3D fournissait toujours la même tendance de résultat en sous-estimant la proportion de volume rigide dans les écoulements. Les interfaces de transition (entre zones rigides et liquides) obtenues numériquement apparaissent dès lors à chaque fois comme des limites supérieures par rapport aux mesures expérimentales.

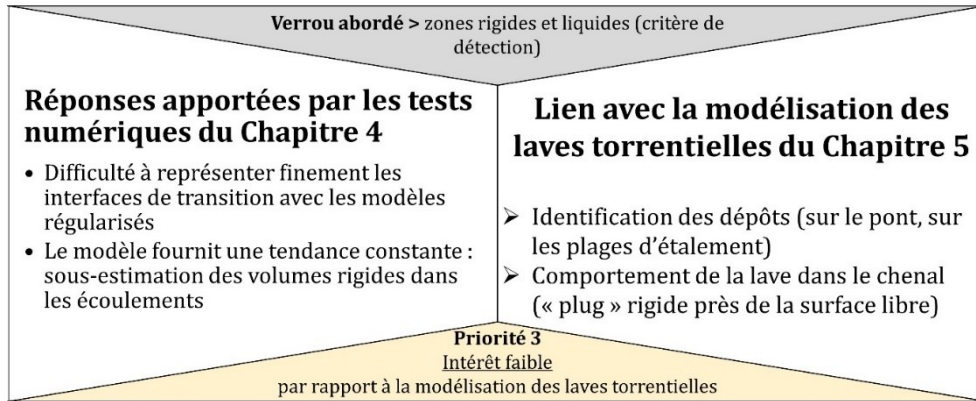


Figure 218 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la détection des zones rigides et liquides.

Des réponses ont été apportées également au troisième verrou défini plus haut, à savoir la mise en œuvre de la méthode dite Volume Of Fluid pour la représentation de la surface libre des écoulements incluant la gestion des oscillations de surface et la compression artificielle de la surface libre. Ce verrou a pu être analysé à travers les différentes configurations d'écoulements à surface libre étudiées pour les cas des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2), de Cochard (cf. chapitre 4.5) et d'Ancey (cf. chapitre 4.6). Les analyses de sensibilité effectuées ont montré qu'un paramétrage adapté du code de calcul permettait de minimiser les oscillations numériques en adaptant la compression de la surface libre. Pour ce faire, le coefficient de compression de la surface libre C_α et les schémas numériques employés jouent un rôle primordial. Il convient de retenir que la diminution de la valeur du coefficient C_α , couplé avec un schéma numérique de type Gauss upwind, atténue les perturbations numériques au niveau de la surface libre des écoulements non-newtoniens.

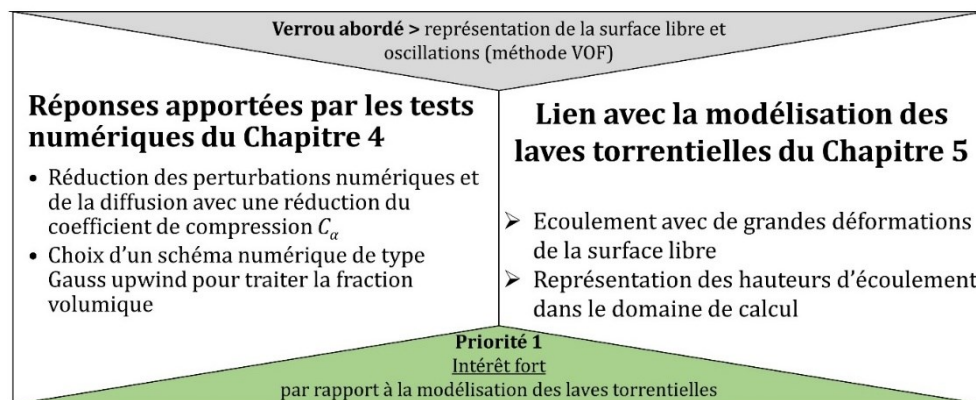


Figure 219 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la représentation de la surface.

Dès lors, la diffusion numérique au niveau de l'interface fluide/air est réduite engendrant des hauteurs d'écoulements numériques proches des mesures expérimentales comme cela a pu être observé pour des écoulements en canal, sur plan incliné ou suite à une rupture de barrage. Ces observations prouvent la robustesse du modèle numérique 3D à reproduire avec fidélité la physique des écoulements pour des configurations voisines de celles rencontrées sur des bassins versants torrentiels de montagne comme cela sera le cas lors de l'application sur cas réel au

chapitre suivant. En comparaison des méthodes de modélisation sans maillage (de type SPH par exemple), la méthode VOF conduit ici à traiter spécifiquement l'interface fluide/air du fait de la discrétisation du domaine de calcul en cellules de volume fini. Toutefois en paramétrant judicieusement le modèle numérique pour répondre à la définition de la surface libre des écoulements, la méthode VOF pourra être mise en œuvre pour reproduire la physique des écoulements de laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5).

En lien directe avec la méthode VOF, le quatrième verrou portant sur la distribution des mailles de calcul et l'utilisation de maillage complexe a pu être également investigué, notamment lors des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2) et Cochard (cf. chapitre 4.5). Du fait du caractère non-newtonien des écoulements, il ressort des analyses numériques les conclusions suivantes. La distribution verticale des vitesses numériques est cohérente avec des mesures expérimentales à partir d'un niveau de maillage minimisant les incertitudes numériques. Cet aspect a été investigué en testant notamment plusieurs niveaux de raffinement. Il convient donc de générer des maillages suffisamment fins près des parois car ce sont dans ces régions que l'écoulement sera principalement cisailé.

En première approche, on peut retenir que le ratio entre la hauteur d'écoulement attendue (hauteur en régime permanent ou hauteur minimum d'arrêt sur pente non nulle) et la taille (selon l'axe verticale) des cellules près des parois doit être au minimum égal à 3. Le nombre et la taille des cellules doivent permettre de représenter la transition entre la zone cisailée et la zone demeurant rigide généralement située dans la partie haute des écoulements à surface libre. Dans cette dernière région, la taille des cellules pourra être augmentée du fait des faibles variations du profil de vitesse vertical, sans pour autant que cela pénalise la représentation et la capture de la surface libre au sein du domaine de calcul. En prévision de la modélisation des laves torrentielles (cf. CHAPITRE 5), ces préconisations pourront s'appliquer en suivant la démarche suivante.

Connaissant la rhéologie du matériau (notamment sa contrainte seuil) et la pente (non nulle) du terrain, la hauteur limite d'écoulement avant arrêt sera déterminée (Coussot, 1996). En effet, le modèle devra être capable de représenter à minima cette hauteur d'écoulement. La taille du maillage au voisinage des parois (notamment au niveau du terrain naturel) devra vérifier alors un ratio $h_{limite_écoulement} / \Delta z_{cellule} \geq 3$.

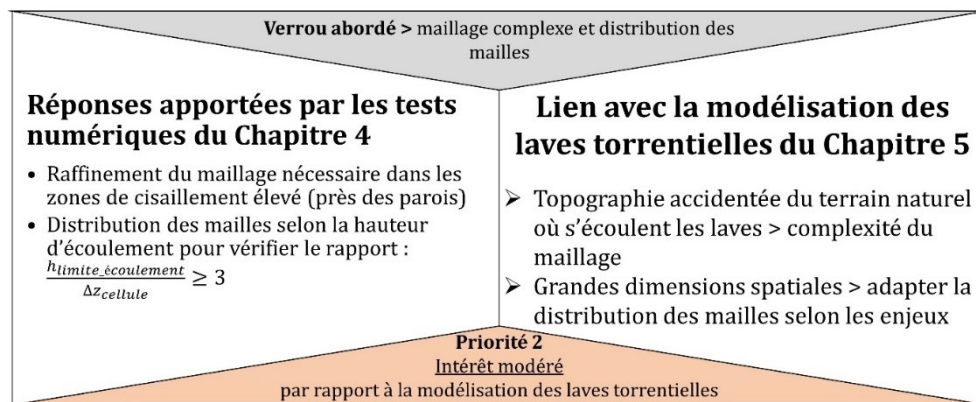


Figure 220 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur le maillage.

Le cinquième verrou ciblait la capacité du modèle numérique à représenter les caractéristiques des écoulements (champ de vitesse, couche limite, hauteur d'écoulement) dans des configurations d'écoulement spécifique où certaines approches numériques, 2D notamment, peuvent présenter des limites. Ce point a été principalement développé dans le cas test de Debiane (cf. chapitre 4.2). Les analyses apportées ont permis de mettre en avant une plus-value non négligeable quant à la représentation des écoulements non-newtoniens dans les zones chenalées par rapport aux modèles numériques bidimensionnels, fréquemment employés pour la modélisation des laves torrentielles. Le traitement des hauteurs et du champ de vitesse montre que les approches 2D ont tendance à sous-estimer les hauteurs d'environ 15 à 30 % dans les zones chenalées par rapport aux modèles 3D.

Du fait de l'intégration du champ de vitesse selon l'axe vertical, cela conduit à une surestimation et à un mauvais positionnement de la zone rigide dans la partie haute des écoulements. Le rayon hydraulique n'étant pas approché par la hauteur d'écoulement dans le code 3D, ce dernier tient compte pleinement du frottement pariétal et permet une représentation fidèle de la physique des écoulements dans une configuration chenalée, comme celle rencontrée au CHAPITRE 5 pour l'application sur le cas réel. Ce point renforce le choix de traiter les écoulements de laves torrentielles avec une approche 3D et non bidimensionnelle, surtout si le bassin versant étudié présente des zones chenalées.

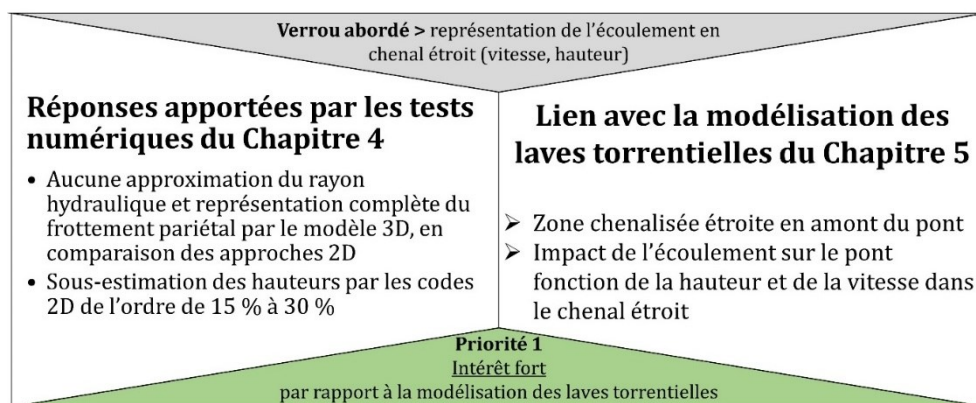


Figure 221 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la représentation des écoulements en chenal étroit.

Le sixième et dernier verrou défini pour ces expériences numériques concerne la gestion de l'aspect transitoire des écoulements par le code de calcul. Les tests menés sur les expériences de Cochard (cf. chapitre 4.5) et Ancey (cf. chapitre 4.6) ont permis d'aborder ce dernier aspect pour deux configurations d'écoulements à surface libre, dont les caractéristiques se rapprochent des étalements de laves torrentielles observés sur des bassins versants naturels. A travers ces deux tests numériques, la gestion du caractère transitoire des écoulements s'est effectuée en étudiant l'impact du nombre de Courant, du pas de temps de démarrage et de l'algorithme de résolution PIMPLE. Les investigations conduisent aux conclusions suivantes. La stabilité des calculs numériques pour des écoulements transitoires est assurée en choisissant un nombre de Courant proche de 0,1 et en utilisant la fonction *momentumPredictor* pour l'algorithme PIMPLE.

De ce fait, cela limite la propagation des erreurs numériques au cours des simulations et améliore la résolution des équations du mouvement (ajout d'une boucle supplémentaire de calcul dans la séquence de l'algorithme PIMPLE). En parallèle, les analyses ont montré la très faibles influence du pas de temps de démarrage dans les résultats numériques ; ceux demeurant invariants quel que soit la valeur retenue. Seule la vitesse de résolution des calculs est impactée si le pas de temps de démarrage est choisi avec une valeur trop faible (1^e-10 s par exemple). Au regard des tests effectués, choisir un pas de temps de démarrage à 1^e-8 s semble convenir pour gérer correctement le démarrage d'écoulements transitoires non-newtoniens. La mise en parallèle des calculs sur plusieurs processeurs informatiques pourra être une solution si d'éventuels ralentissements des calculs sont constatés en lien avec un pas de temps de démarrage trop petit.

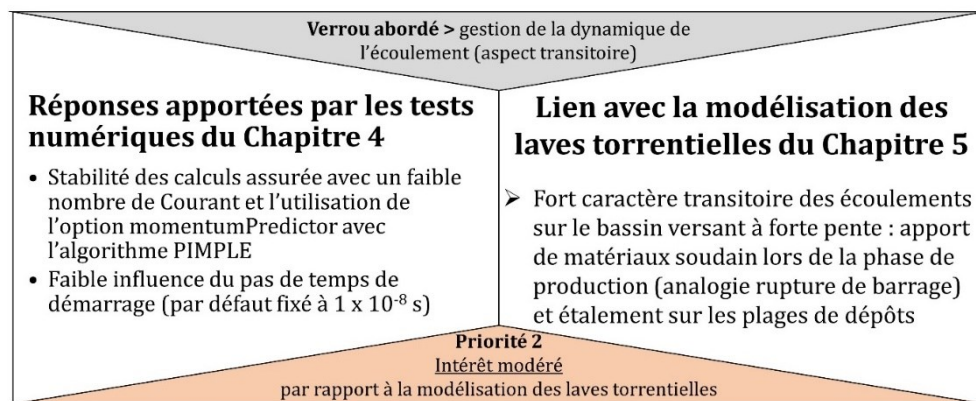


Figure 222 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la gestion du caractère transitoire des écoulements.

CHAPITRE 5. Application du code de calcul à l'étude des écoulements à surface libre de laves torrentielles

5.1. Introduction du chapitre 5

Après avoir préalablement étudié la représentativité et la capacité du code de calcul 3D pour des écoulements non-newtoniens (cf. CHAPITRE 4), le modèle numérique utilisé sous OpenFOAM est mis en œuvre ici pour l'étude d'un cas réel d'écoulement. Cette partie porte sur la modélisation des écoulements de laves torrentielles (dont le caractère non-newtonien a été exposé au CHAPITRE 1) au niveau du bassin versant de la Vaudaine. Cette zone montagneuse se situe dans les Alpes françaises près de Grenoble et fait l'objet de coulées de laves torrentielles engendrant aussi bien des modifications notables du torrent dans lequel elles s'écoulent que des dégâts matériels au niveau des ouvrages de génie civil qu'elles rencontrent sur leur chemin.

La Figure 223 récapitule les thématiques abordées (surlignées en jaune) dans ce CHAPITRE 5.

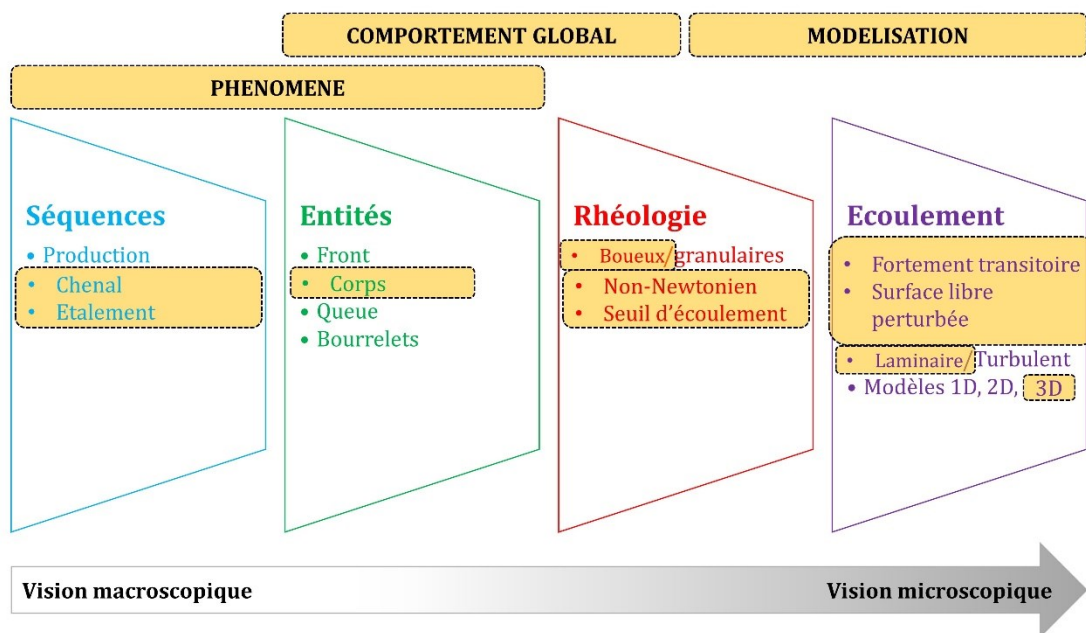


Figure 223 : Synoptique support de lecture.

En collaboration avec les services RTM de l'ONF de Grenoble, cette application du code de calcul sur le cas réel de la Vaudaine s'inscrit avec l'objectif de juger le potentiel d'un modèle tridimensionnel à simuler de tels écoulements. Le but recherché est également de pouvoir estimer la plus-value apportée par un code 3D en comparaison des outils actuellement utilisés, fondés principalement sur des approches numériques 2D.

Ainsi cette partie expose l'ensemble de la méthodologie avec laquelle le modèle numérique 3D a été mis en œuvre pour répondre à la simulation des écoulements sur la Vaudaine. Plusieurs scénarios d'écoulement ont été définis, en faisant varier notamment les propriétés rhéologiques des laves. Les résultats des simulations seront exposés et discutés selon plusieurs aspects. Nous nous intéressons à l'étendue des dépôts, aux hauteurs d'écoulement, au comportement de la lave dans la zone chenalisée, à son interaction avec un ouvrage de génie civil (pont routier).

Une limite à l'application présentée ici est l'absence de comparaison des résultats numériques 3D avec des données de terrain issues de mesures sur site. Le dernier événement majeur en termes de coulées date de 2006 et nous ne disposons pas de données pour celui-ci, si ce n'est des informations qualitatives sur les zones touchées (pont, route départementale).

Suite à une inspection détaillée sur site, le RTM de Grenoble a conclu à un état médiocre du pont routier enjambant le torrent de la Vaudaine du fait de son envahissement régulier par des coulées de laves torrentielles. Dès lors, le RTM et le Département de l'Isère ont lancé en 2015 une étude de reconstruction de cet ouvrage en intégrant la réflexion sur l'amélioration du passage des crues torrentielles. Cette étude comprend un diagnostic de la situation actuelle et des propositions d'aménagements visant à réduire la vulnérabilité du pont. Pour établir leurs conclusions, le RTM s'est appuyé notamment sur des simulations bidimensionnelles afin de reproduire les effets de crues de référence hypothétiques associées à une période de retour de 100 ans. A défaut de pouvoir utiliser des mesures de terrain, nous proposons en première approche une comparaison de ces résultats 2D aux résultats découlant de nos simulations 3D.

Ce chapitre est construit de la manière suivante. Tout d'abord, le contexte du site est décrit dans sa globalité en détaillant les aspects géographiques, hydrauliques, morphologiques et topographiques du bassin versant de la Vaudaine. Puis, la mise en œuvre du modèle 3D est présentée. Cela inclut la construction de la géométrie, le maillage, le choix des conditions aux limites, la stratégie de simulation et les différents scénarios testés. Enfin, l'analyse et la discussion des résultats sont proposées dans un troisième temps.

5.2. Présentation du bassin versant de la Vaudaine

Cette partie doit permettre de faire un état des lieux des données d'entrée utilisées pour l'étude, notamment la topographie et l'hydrographie du bassin versant de la Vaudaine, la géométrie du pont routier franchissant le torrent, et les événements historiques.

5.2.1. Localisation géographique

La zone d'étude est le bassin versant de la Vaudaine, situé sur le ban communal de Livet-et-Gavet, dans le département de l'Isère en région Auvergne-Rhône-Alpes. Le bassin versant est traversé par la Route Départementale 1091, axe de communication majeur assurant la liaison entre l'Isère

et les Hautes-Alpes. Il se situe en rive droite de la vallée de la Romanche, sur le versant sud du massif de Belledonne. La Figure 224 expose la localisation géographique du bassin versant de la Vaudaine.

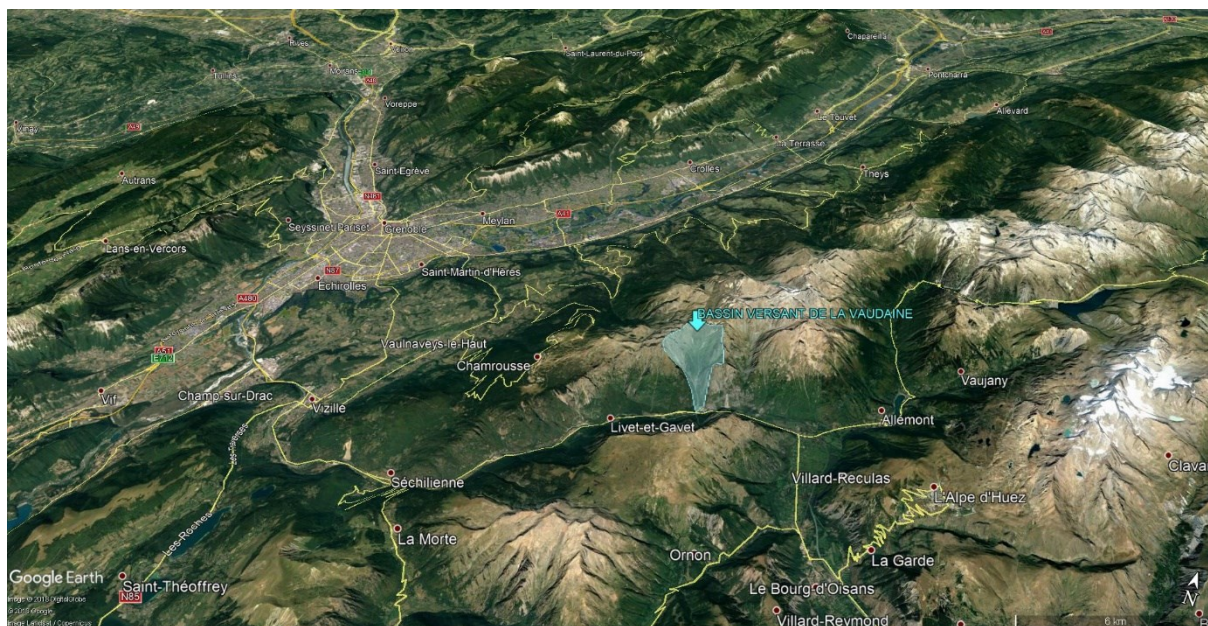


Figure 224 : Localisation géographique du bassin versant de la Vaudaine, délimité par la zone en bleu ciel sur la carte (Source : Google Earth).

5.2.2. Hydrographie, topographie et modifications anthropiques

Plusieurs branches concentrent les eaux de ruissellement et donnent naissance au torrent (cf. Figure 225).



Figure 225 : Vue du haut du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).

Le bassin versant comporte plusieurs affluents au torrent de la Vaudaine. D'ouest en est, on relève la présence du ravin de Miribel, du ravin du Grand Sorbier, du ravin de l'Arbre Sec, de la Petite Vaudaine, du ravin de l'Homme et du ravin de la Fare. Le torrent de la Vaudaine prend son nom précisément à l'aval de la confluence avec le ravin de Miribel. A l'aval le torrent de la Vaudaine

conflue avec la Romanche dans la vallée. Le bassin versant de l'Infernet fait face à celui de la Vaudaine. Ces deux entités hydrographiques sont caractérisées pour leurs apports de matériaux conséquents dans le lit de la Romanche lors d'événements pluvieux exceptionnels. Un aperçu du réseau hydrographique est fourni par les Figure 226 et Figure 227. Une cartographie plus détaillée des affluents est proposée en Annexe 27.




Figure 226 : Vue du réseau hydrographique sur le partie amont du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).



Figure 227 : Vue du réseau hydrographique sur le partie aval du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).

Le bassin versant de la Vaudaine est de type torrentiel. Sa superficie est de 4,3 km². Il est situé entre 694 m NGF et 2 603 m NGF. Le torrent de la Vaudaine prend sa source en contrebas de la ligne de crête reliant le Petit Van au Pic de la Fare. La pente moyenne du cours d'eau est de 48 %, pour une longueur de 3 610 m.

 *Les fortes pentes du bassin versant de la Vaudaine favorisent l'apparition de laves torrentielles s'écoulant avec un caractère fortement transitoire. Les investigations numériques menées pour les expériences de Cochard et d'Ancey (cf. CHAPITRE 4) permettront de traiter cet aspect des écoulements. Par ailleurs, on constate que le terrain naturel de la Vaudaine est accidenté. La topographie locale est complexe et variée : torrent, lit mineur, berges, plateformes d'étalement, etc. Dès lors, le maillage du modèle 3D devra être adapté face à la complexité du terrain naturel. Les analyses de sensibilité au maillage réalisées au CHAPITRE 4 ont mis en évidence la nécessité de raffiner les cellules de calcul dans les zones de fort cisaillement.*

Des extractions massives de matériaux ont eu lieu de 1991 à 2006 au niveau du lit du torrent de la Vaudaine, notamment sur son cône de déjection. Ces travaux concordent avec l'ouverture d'une carrière sur site. Plusieurs plateformes à faible pente ont vu le jour. Elles ont profondément modifié les conditions d'écoulement en favorisant le dépôt de matériaux en crue. La Figure 228 illustre par des vues aériennes la proximité de la carrière vis-à-vis du lit mineur du torrent. Les plateformes jouent aujourd'hui le rôle de zone de dépôts et de stockage en cas de coulées.

Toutefois à l'aval de celles-ci, les écoulements sont fortement contraints dans leur mobilité latérale par la zone chenalisée en amont du pont routier. Cela conduit alors à des débordements, comme cela a été le cas pour l'événement de 2006 (présenté au paragraphe 5.2.4), du fait de l'obstruction du pont couplée à une limitation de la capacité d'écoulement de la zone chenalisée.

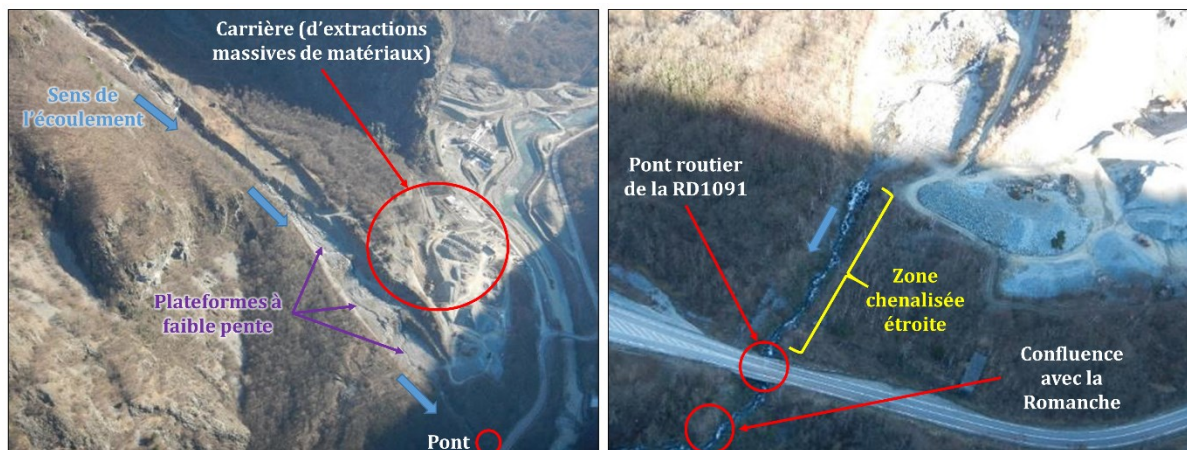


Figure 228 : Photographies aériennes de la partie aval du bassin versant de la Vaudaine : vue sur les plateformes à faible pente et la carrière (image de gauche) ainsi que sur la zone du pont routier et la confluence avec la Romanche (image de droite) (Source : RTM 38, ONF).

☞ La présence de la partie chenalisée étroite à l'amont du pont représente une zone à fort enjeux compte-tenu de la présence de la route départementale. Les investigations numériques menées pour les expériences de Debiane au CHAPITRE 4 (typologie d'écoulement similaire) appuieront ici l'analyse des résultats.

5.2.3. Rhéologie des laves torrentielles

Les laves torrentielles observées sur le bassin versant de la Vaudaine sont de type boueuse comme la plupart des laves surgissant dans les Alpes françaises (Coussot & Meunier, 1996; Ancey, 2007; Coussot, 1993; Coussot, 1994). Leur composition engendre un comportement viscoplastique pouvant être décrit par un modèle de fluide non-newtonien à seuil de type Herschel-Bulkley.

Les tests numériques menés au CHAPITRE 4 ont permis d'investiguer les régularisations bi-visqueuse et de Papanastasiou. Les analyses ont montré qu'elles présentaient des limites à représenter le comportement d'un fluide à seuil pour des taux de déformations proches de zéro (contrainte proche du seuil), malgré de fortes valeurs des paramètres η_0 et m . Pour autant, dans le cas de la Vaudaine, l'objectif principal n'est pas de détecter les transitions entre les régimes liquides et solides. On souhaite principalement modéliser des écoulements qui surgissent avec des vitesses importantes donc avec un comportement principalement liquide. Compte-tenu de cette observation, le choix entre les deux modèles régularisés présente peu d'enjeu car ils permettent une bonne représentativité du comportement des fluides à seuil pour de grandes valeurs de taux de déformations (la régularisation est proche de la courbe réelle du modèle d'Herschel-Bulkley).

☞ Dès lors, dans le cas de la Vaudaine, nous avons fait le choix de privilégier la régularisation bi-visqueuse afin de représenter la rhéologie des laves torrentielles.

5.2.4. Vulnérabilité du pont routier de la RD91 face aux laves torrentielles

Sur la partie aval du bassin versant, la Route Départementale 1091 franchit le torrent de la Vaudaine via un ouvrage de type pont-dalle en béton précontraint.

L'ouvrage est constitué de deux dalles indépendantes en parallèle. Les dernières inspections effectuées en 2012 ont révélé un état médiocre de l'ouvrage avec un doute important sur le système de précontrainte et une très grande vulnérabilité vis-à-vis des laves torrentielles de la Vaudaine.


 Les photographies, proposées en Annexe 28, illustrent l'état actuel de l'ouvrage.

Par le passé, le pont a été impacté à de nombreuses reprises par des crues torrentielles. La route 1091 a toujours été régulièrement coupée par les crues les plus intenses. Depuis 1884, date à laquelle on peut penser que l'inventaire devient exhaustif, 17 crues ont été recensées au cours desquelles le pont de la route a été obstruée, soit une crue tous les 7,7 ans. Depuis le début de l'exploitation de la carrière dans le lit de la Vaudaine, il a été observé 4 crues avec impact au niveau de la route départementale, soit une crue tous les 6,5 ans. La dernière date de 2006, à la suite de la fin d'exploitation de la carrière, dans des conditions topographiques *a priori* semblables à celles observées aujourd'hui. La période d'observation étant faible, il est difficile de se prononcer sur l'influence réelle de cet aménagement.

L'événement de 2006 a engendré le remplissage des bassins de décantation inférieurs de la carrière de la Vaudaine. Des débordements en amont de la route 1091 ont été observés (cf. Figure 229) provoquant sa coupure sur 100m de large. Le volume en apports de matériaux a été estimé supérieur à 10 000 m³ compte-tenu des apports dans la Romanche (à l'aval du pont) dont le cours a été partiellement obstrué. La hauteur de lave dans le chenal d'écoulement a été estimée à 8 m au moins (Source : RTM38, ONF).



Figure 229 : Photographies de la crue de 2006 : obstruction du pont et débordement en amont en rive gauche avec dépôts de matériaux sur la chaussée (Source : RTM 38, ONF).

 Le pont, en cas d'encombrement et de débordement, favorise l'apparition de dépôts rigides sur son tablier. Cela est également le cas au niveau des plateformes d'atterrissement situées plus en amont du bassin versant. Les résultats obtenus avec les expériences de Luu et de Souza-Mendes serviront ici l'investigation des zones de l'écoulement pouvant présenter un comportement rigide, malgré les limites que présentent les modèles régularisés vis-à-vis de cet aspect des écoulements.

5.2.5. Outil de calcul utilisé actuellement par le RTM : présentation du code Lave2D

L'un des objectifs de l'application du code de calcul 3D au cas réel de la Vaudaine est de pouvoir confronter les résultats 3D à ceux fournis par le modèle bidimensionnel Lave2D employé dans le cadre de l'étude de 2015 menée par le RTM. Pour répondre à cet objectif, nous proposons de décrire succinctement dans ce paragraphe les caractéristiques du modèle bidimensionnel.

Le modèle numérique 2D (Laigle, 1997; Laigle, 1998; Laigle *et al.*, 2003; Laigle & Coussot, 1994; Vila, 1986) est fondé sur les équations de Saint-Venant, associées à une loi de frottement (Coussot, 1994; Coussot, 1992). Le code est dédié aux calculs d'écoulement à surface libre de fluides complexes dans des espaces non confinés. Le modèle 2D fait l'hypothèse d'un fluide continu, homogène et incompressible. Le régime des écoulements modélisés est supposé être laminaire dans tous les cas de figure. La force érosive de l'écoulement et l'influence du front de l'écoulement de la lave torrentielle sont négligées. La concentration volumique demeure constante au sein de l'écoulement (Laigle *et al.*, 2003). Le code a été validé pour des écoulements de lave torrentielle avec une teneur suffisante en argile (> 10 %).

Les autres hypothèses majeures faites par le code 2D sont les suivantes. L'expression de la contrainte à la paroi est considérée comme équivalente à celle obtenue pour un écoulement permanent présentant une hauteur et une vitesse moyenne similaires. Les composantes de contrainte de cisaillement liées aux variations de vitesse dans un plan horizontal sont négligées au départ. Enfin, les contraintes normales exercées sur un volume élémentaire de fluide sont réduites au final aux effets dus à la pression dont la distribution est supposée être hydrostatique.

Sur la base de ces hypothèses, le code 2D emploie les équations de conservation (masse et quantité de mouvement) correspondant aux écoulements en eau peu profonde sur des fortes pentes. Celles-ci sont présentées ci-après :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(h\bar{u}_x)}{\partial x} + \frac{\partial(h\bar{u}_y)}{\partial y} = 0 \quad \text{Équation (50)}$$

$$\frac{\partial(h\bar{u}_x)}{\partial t} + \frac{\partial(h\bar{u}_x^2 + \frac{gh^2 \cos \theta_{xy}}{2})}{\partial x} + \frac{\partial(h\bar{u}_x\bar{u}_y)}{\partial y} = gh \sin \theta_x - \frac{\bar{u}_x}{\sqrt{\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2}} \frac{\tau_{bed}}{\rho} \quad \text{Équation (51)}$$

$$\frac{\partial(h\bar{u}_y)}{\partial t} + \frac{\partial(h\bar{u}_x\bar{u}_y)}{\partial x} + \frac{\partial(h\bar{u}_y^2 + \frac{gh^2 \cos \theta_{xy}}{2})}{\partial y} = gh \sin \theta_y - \frac{\bar{u}_y}{\sqrt{\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2}} \frac{\tau_{bed}}{\rho} \quad \text{Équation (52)}$$

avec h (m), la hauteur d'écoulement, t (s), le temps, \bar{u} (m/s), la vitesse moyenne selon les deux directions perpendiculaires, g (m/s²), l'accélération de pesanteur, θ (rad), la pente, τ_{bed} (Pa), la contrainte au niveau du radier du lit du torrent, et ρ (kg/m³), la masse volumique. Ces équations sont résolues par un schéma numérique de type Godunov (Vila, 1986; Godunov, 1959). Un maillage est nécessaire pour les simulations compte-tenu de l'approche de type volumes finis.

Le code de calcul 2D s'applique uniquement aux écoulements de lave torrentielle boueuse (Laigle & Coussot, 1994; Laigle & Coussot, 1997; Laigle, 1997; Laigle, 1998) décrits par une loi de comportement de type Herschel-Bulkley. Le code prend en compte l'effet de la gravité et de la viscosité dans le fluide en utilisant l'expression suivante (cf. Équation (53)), basée sur le comportement viscoplastique d'un fluide de type Herschel-Bulkley :

$$\frac{\tau_{bed}}{\rho} = \tau_c \left[1 + 1.93 \left[\frac{\tau_c}{K} \left(\frac{h}{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}} \right)^{1/3} \right]^{-0.9} \right] \quad \text{Équation (53)}$$

avec τ_c (Pa), la contrainte seuil, et K (Pa.sⁿ), la consistance.

Dans le cas de la Vaudaine, le code de calcul a été utilisé avec un maillage rectangulaire composé de 30 400 cellules de calcul d'une taille unitaire de 3 m de côté (actuellement la limite du code est de 40 000 mailles). Cette grille fournit un équilibre entre temps de calcul et précision des résultats. Les équations du modèle mathématique sont résolues numériquement avec le code Lave2D (Laigle *et al.*, 2003). Ce logiciel est un code FORTRAN développé au sein de l'Irstea (ex-Cemagref) de Grenoble, en France.

5.3. Modélisation numérique 3D

Sur la base des données collectées portant sur le site d'étude et synthétisées au paragraphe suivant, le modèle numérique 3D a été construit afin d'inclure la topographie réelle du bassin versant, la présence du pont routier en tant qu'ouvrage sensible vis-à-vis des coulées, et les plateformes d'atterrissement découlant de l'exploitation de la carrière. Cette partie présente la démarche complète de construction et de paramétrage du modèle 3D, en vue des simulations et sur la base des conclusions établies à l'issue des expérimentations numériques du CHAPITRE 4.

5.3.1. Géométrie et maillage

Sur la base des informations fournies par le service RTM de l'ONF concernant la topographie naturelle et les ouvrages de génie civil, une partie du bassin versant de la Vaudaine a été reproduit. Plus précisément, nous avons modélisé le torrent de la Vaudaine ainsi que son lit majeur en amont de la confluence avec la Romanche. La limite amont du modèle a été fixée à altitude 870 m NGF. Elle correspond à la limite amont du modèle 2D employé par le RTM. La géométrie du modèle a été élaborée, notamment le fond du modèle représentatif du terrain naturel, via le traitement d'un Modèle Numérique de Terrain (cf. Figure 230), fourni par les services de la Direction Régionale de l'Environnement, de l'Aménagement et du Logement (DREAL) Auvergne-Rhône Alpes.

Dans sa partie aval, le pont routier de la RD91 a été ajouté selon ses caractéristiques géométriques et structurelles actuelles. La cote de la route a été fixée à 711,20 m NGF. Le tablier du pont possède une épaisseur de 1 m. Sous le tablier, les deux piles du pont sont séparées de 12 m. Ainsi le modèle numérique 3D est bel et bien représentatif de la vraie géométrie du pont. Il tient notamment compte du fait que le pont est légèrement désaxé par rapport à l'axe du lit mineur du torrent de la Vaudaine.

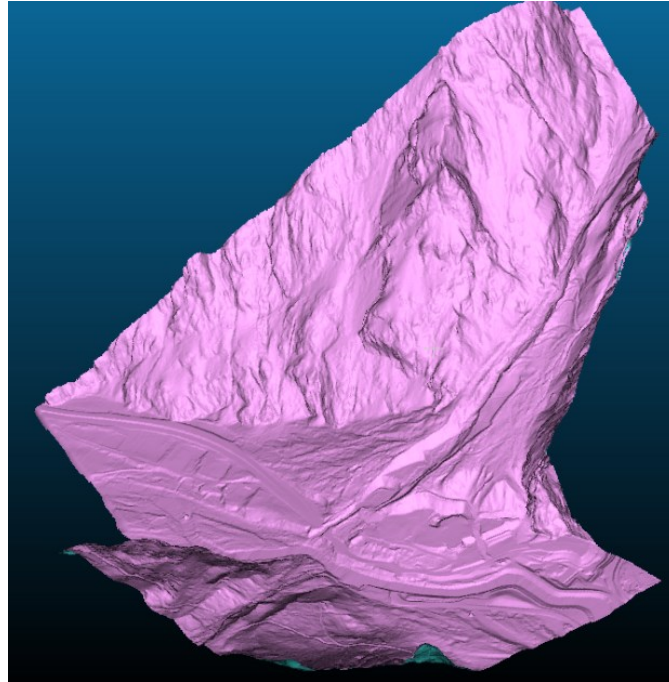


Figure 230 : Représentation 3D du Modèle Numérique de Terrain du bassin versant de la Vaudaine (Source : DREAL Auvergne – Rhône Alpes).

Concernant les aspects liés au maillage et à la distribution spatiale des mailles, les différents tests numériques effectués au CHAPITRE 4 ont permis de conclure quant à la nécessité :

- de vérifier que le rapport entre la hauteur limite d'écoulement et la taille de la cellule de calcul selon l'axe vertical reste supérieur ou égal à 3 ;
- et d'affiner le maillage dans les zones de cisaillement, notamment proches des parois.

La première étape du maillage consiste à déterminer la taille de la maille la plus petite dans le modèle numérique qui sera affectée aux zones de cisaillement proches des parois. Pour ce faire, les conclusions du CHAPITRE 4 préconisent de vérifier la condition suivante : $h_{limite_écoulement} / \Delta z_{cellule} \geq 3$. Ainsi la hauteur limite d'écoulement est calculée sur la base de la relation proposée par Coussot (Coussot, 1996) et proposée par l'Équation (54) :

$$h_{limite_écoulement} = \frac{\tau_c}{\rho g \sin(i)} \quad \text{Équation (54)}$$

avec $h_{limite_écoulement}$ (m), l'épaisseur limite en deçà de laquelle le fluide ne peut plus couler au régime permanent uniforme, τ_c (Pa), la contrainte seuil, ρ (kg/m^3), la masse volumique, g (m/s^2), l'accélération gravitationnelle, et i (radians), la pente de la surface sur laquelle la lave s'écoule. Il est important de noter ici que cette relation est valable dans le cas d'un écoulement permanent uniforme. Malgré le caractère fortement transitoire et non uniforme des écoulements de laves torrentielles sur le bassin versant de la Vaudaine, cette relation nous permet néanmoins d'avoir en première approche un ordre de grandeur de la hauteur limite avant arrêt, et donc de la taille minimale de cellules à adapter à l'écoulement.

On détermine alors la hauteur limite d'écoulement théorique (au régime permanent uniforme) pour les quatre scénarios rhéologiques retenus (cf. chapitre 5.3.3). La masse volumique vaut, dans tous les cas, 2 200 kg/m³ et l'on considère la pente moyenne i du cours d'eau sur le bassin versant. Celle-ci vaut 48 % (Source : rapport d'étude ONF-RTM, 2015). Les résultats des calculs sont fournis au niveau de la seconde ligne du Tableau 40. La hauteur minimale d'écoulement (au RPU) varie entre 0,24 m et 0,94 m.

Pour les calculs, deux maillages différents sont envisagés. En faisant l'hypothèse d'une taille minimale de cellules de 0,10 m pour un maillage fin et de 0,12 m pour un maillage grossier, nous pouvons calculer le rapport $h_{\text{limite_écoulement}} / \Delta z_{\text{cellule}}$ et vérifier si la condition est respectée (rapport ≥ 3). Les résultats sont fournis au niveau des deux dernières lignes du Tableau 40. Pour le maillage grossier, choisir une taille minimale de cellules de 0,12 m au niveau des parois conduit à des ratios compris entre 2,0 et 7,9. Si des cellules de 0,10 m sont créés (maillage fin), ce rapport est compris entre 2,4 et 9,4, selon le scénario rhéologique. Les calculs montrent que la condition d'un rapport supérieur à 3 entre la hauteur limite d'écoulement (au RPU) et la plus petite taille de cellule est respectée dans tous les cas, hormis pour la première hypothèse rhéologique (Rhéo_1). Cela valide le choix des tailles minimales de cellule proposés pour chaque niveau de maillage. Une attention particulière sera portée sur l'analyse des résultats pour la configuration Rhéo_1, du fait du non-respect de la condition de rapport supérieur ou égal à 3.

Tableau 40 : Détermination des hauteurs d'écoulement limites théoriques au régime permanent uniforme pour le calcul de la taille minimale des cellules de calcul.

Configuration N°	Rhéo_1	Rhéo_2	Rhéo_3	Rhéo_4
τ_c (Pa)	2 200	4 400	6 600	8 800
$h_{\text{limite_écoulement}}$ (m)	0,24	0,47	0,71	0,94
$\frac{h_{\text{limite_écoulement}}}{\Delta z_{\text{cellule}}}$ si maille minimale = 0,10 m (maillage fin)	2,4	4,7	7,1	9,4
$\frac{h_{\text{limite_écoulement}}}{\Delta z_{\text{cellule}}}$ si maille minimale = 0,12 m (maillage grossier)	2,0	3,9	5,9	7,9

La seconde étape consiste à générer le maillage selon les tailles de cellules minimales fixées. Le domaine de calcul est discrétisé avec des cellules hexaédriques tridimensionnelles. Un raffinement particulier du maillage est réalisé près de la paroi décrivant le terrain naturel. Des couches de cellules sont ajoutées pour épouser la forme du terrain naturel. Ces couches de cellules permettent de créer un empilement de couches de cellules de taille régulière tout en suivant la variation topographique du terrain naturel (même normales d'orientation). Cette approche est uniquement appliquée à l'ensemble de la surface décrivant le terrain naturel du bassin versant (surface sur laquelle s'écoule la lave torrentielle dans le modèle numérique). La Figure 234 illustre le maillage obtenu en suivant cette approche de raffinement spécifique.

Le premier maillage, dit « grossier », comporte 880 000 mailles. Au niveau de la surface du terrain naturel, 20 couches de cellules de 12 cm d'épaisseur discrétisent le domaine de calcul sur les 2,4 premières mètres à partir de la surface du terrain naturel. Puis la taille des cellules augmente peu à peu selon l'axe vertical : mailles de 1,2 m entre 2,4 m et 5,4 m, mailles de 2,4 m entre 5,4 m et 9,5 m et enfin mailles de 4,8 m entre 9,5 et 17 m. La tailles de cellules de calcul varie ainsi entre 12 cm (au niveau du terrain naturel) et 4,8 m (au niveau du toit du modèle). Un second maillage, dit « fin », décompose davantage le domaine avec 1,4 millions de cellules. Au niveau de la surface du terrain naturel, le raffinement se compose de 20 couches de cellules d'une épaisseur de 10 cm.

Puis, entre 2 m et 4,6 m, des cellules de 1 m sont générées. Entre 4,6 m et 10 m, la taille des cellules vaut 2 m. Enfin, de 10 m jusqu'au toit du modèle, les cellules possèdent une épaisseur de 4 m. La tailles des mailles est ainsi comprise entre 10 cm et 4 m.

La Figure 231 fournit une représentation du maillage grossier. On peut ainsi visualiser l'étendue du maillage en comparaison du Modèle Numérique de Terrain, matérialisé par la surface grise sur la figure. Le périmètre du maillage reste inchangé quel que soit le niveau retenu (fin ou grossier). On note que le domaine de calcul comprend les trois plateformes issues de l'activité de la carrière, la zone chenalisée en amont du pont, le pont routier et une partie du tronçon du torrent de la Vaudaine à l'aval du pont routier, jusqu'à la confluence avec la Romanche. Du point de vue de l'extension latérale (par rapport au torrent principal), les limites du domaine de calcul sont fixées au niveau du lit majeur du torrent en ce qui concerne la zone d'écoulement à l'amont de la carrière. Au droit de la carrière et du pont, le domaine de calcul gagne en largeur en prévision d'éventuels débordements de lave en dehors du lit du torrent.

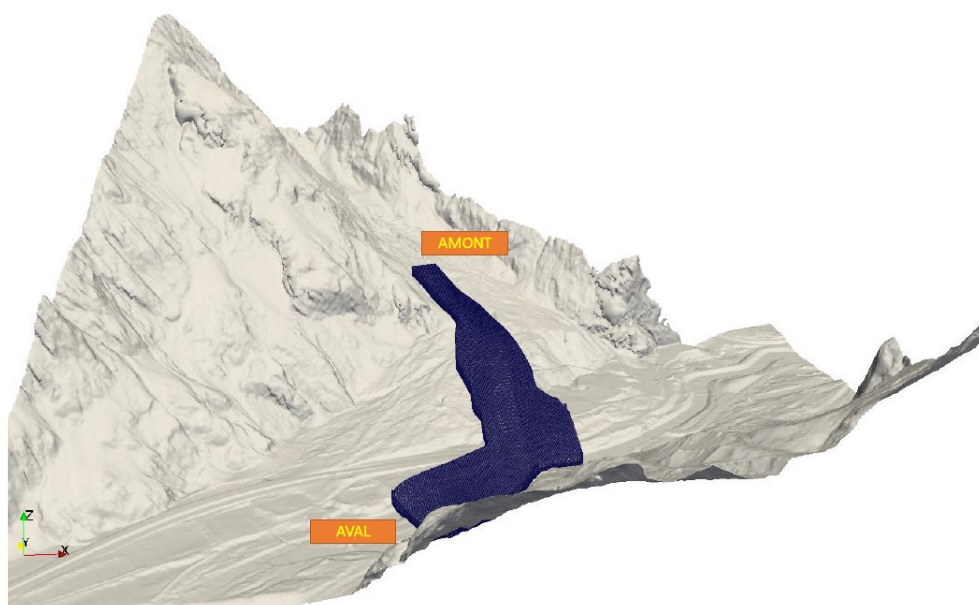


Figure 231 : Représentation 3D du maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain du bassin versant de la Vaudaine.

A noter que pour les deux maillages réalisés, un raffinement spécifique est apporté à deux endroits du domaine de calcul : au niveau de la surface d'injection à l'amont topographique du modèle correspondant à l'entrée de la lave torrentielle dans le domaine de calcul (cf. Figure 232) ; et au niveau de la surface décrivant le pont routier enjambant le torrent de la Vaudaine (cf. Figure 289). A ces deux endroits, la taille des cellules est choisie équivalente à celle au niveau du terrain naturel, à savoir 0,10 m pour le maillage grossier, et 0,12 m pour le maillage fin. Ce raffinement s'explique par la volonté de stabiliser les calculs lors de l'injection de la lave dans le domaine. En effet, l'injection de débit s'effectue à travers une surface de 6 m² seulement, d'où la nécessité de décrire finement la condition aux limites à cet endroit. Deuxièmement, les calculs menés avec le 2D lors de l'étude de 2015 du RTM nous permettent d'envisager des débordements de lave sur le pont. Dès lors, en réduisant la taille des mailles au droit du pont, il sera plus aisé de capter les débordements sur le tablier.

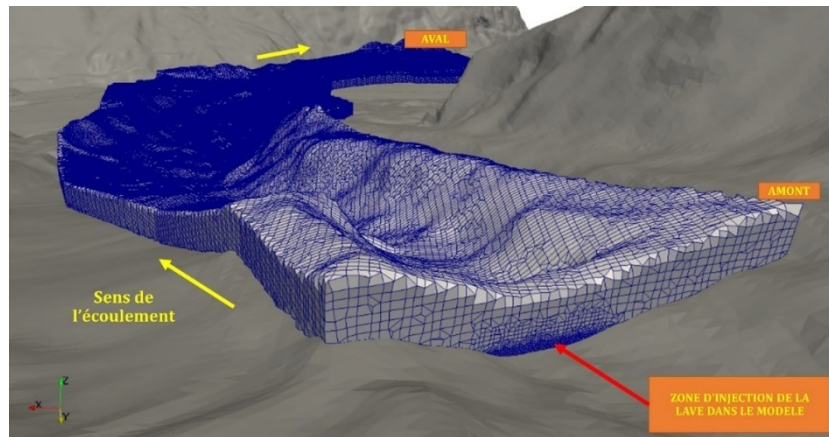


Figure 232 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain : zoom sur la zone de raffinement au niveau de la condition aux limites amont.

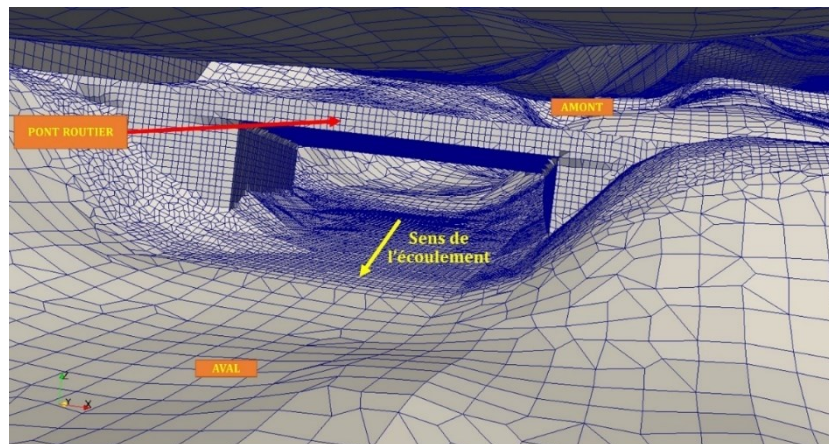


Figure 233 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain : zoom sur la zone de raffinement au niveau du pont routier.

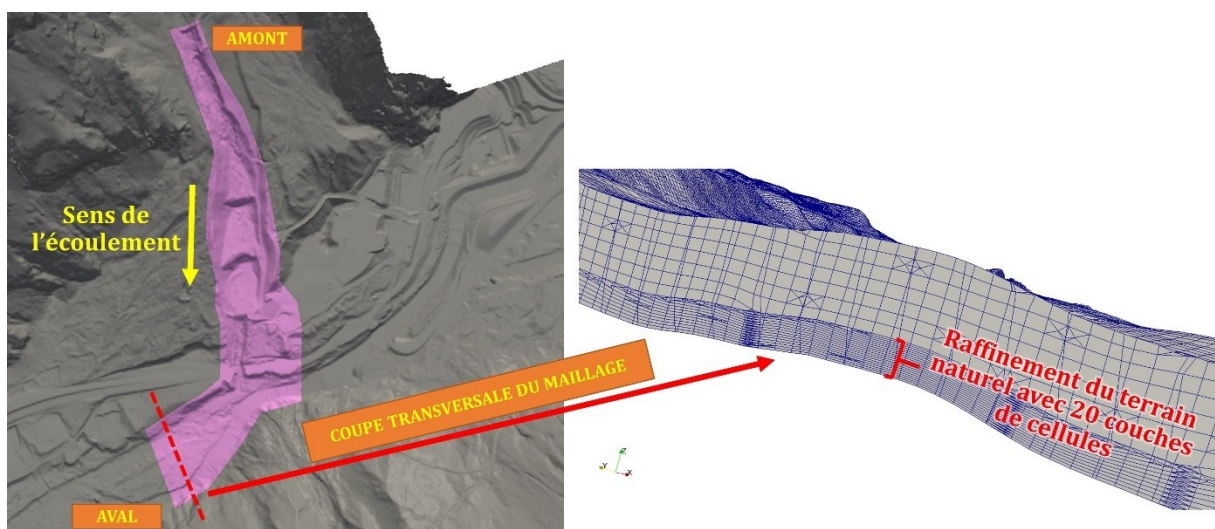


Figure 234 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain (à gauche) : coupe transversale zoomée sur les 5 premiers mètres d'épaisseur du maillage (à droite) mettant en évidence les couches minces de cellules au niveau de la surface du terrain naturel.

5.3.2. Conditions aux limites

La principale condition aux limites du modèle concerne le volume de laves torrentielles s'écoulant au sein du bassin versant. Ce dernier a été fixé à 75 000 m³. Cette quantité correspond à un événement d'une période de retour de 100 ans et tient compte du type de transport solide observé sur le bassin versant. La méthode ECSTREM (Peteuil *et al.*, 2012) a été employée ici : cette approche pratique permet de prédire la production sédimentaire pour les torrents dans les Alpes françaises. Ce volume de laves torrentielles est injecté dans le modèle numérique à l'amont du domaine de calcul à travers une surface de 6m². Les contours de cette surface suivent la topographie du terrain naturel. Le volume est réparti dans le temps suivant un hydrogramme triangulaire décroissant tel que défini par la Figure 235. Le débit maximal se situe au début de l'hydrogramme et atteint 135 m³/s. Cette valeur maximale a été évaluée selon la formule empirique de Mizuyama (Mizuyama *et al.*, 1992).

Le volume total de lave est injecté dans le domaine de calcul sur un intervalle de temps d'environ 18 minutes et 30 secondes. Cette condition aux limites est similaire à celle employée lors des modélisations 2D effectuées dans le cadre de l'étude de 2015 du RTM. Ainsi la vitesse est imposée sur la face d'entrée du modèle. La condition limite sur la partie supérieure du domaine de calcul (toit du modèle) est une pression atmosphérique. Les limites latérales du domaine de calcul, le terrain naturel ainsi que les surfaces décrivant le pont routier sont définies avec une condition de type mur (wall ; cf. chapitre 3.7.2). Aucun glissement n'est considéré au niveau de ces trois types de surface.

Remarque : Au premier instant de simulation, le débit est maximal (135 m³/s), et par conséquent la vitesse. Celle-ci est de l'ordre de 22,5 m/s. Cette condition aux limites est identique à celle employée lors des modélisations 2D (simulations menées par le RTM). En effet, l'injection de lave dans le code 2D est effectuée sur deux mailles de 3 m de longueur chacune pour une hauteur d'un mètre, soit au final une surface d'injection de 6 m². Afin de reproduire cette condition aux limites dans la modélisation 3D, une surface d'aire identique a été employée ici.

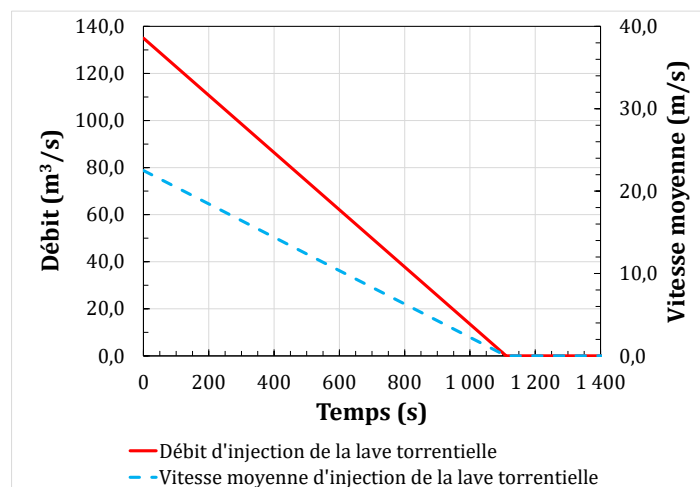


Figure 235 : Condition aux limites amont du modèle numérique 3D : hydrogramme d'injection de la lave torrentielle et évolution de la vitesse moyenne.

5.3.3. Rhéologie et régularisation numérique

Le comportement des laves torrentielles est décliné selon quatre hypothèses rhéologiques permettant de représenter une gamme de matériaux allant de laves torrentielles relativement fluides à des laves torrentielles très visqueuses. La régularisation bi-visqueuse est employée pour tenir compte de la description de la rhéologie des laves torrentielles par le modèle d'Herschel-Bulkley dont les paramètres sont précisés, par scénario d'hypothèse, dans le Tableau 41. La masse volumique des laves torrentielles demeure constante, quel que soit l'hypothèse rhéologique retenue, et prend une valeur de $2\,200\text{ kg/m}^3$ (hypothèses théoriques retenues également dans la modélisation 2D effectuée par le RTM).

Tableau 41 : Paramètres utilisés pour la rhéologie des laves torrentielles.

Configuration N°	Description	τ_c (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
Rhé0_1	Laves torrentielles relativement fluides	2200	660	0,33
Rhé0_2	Laves torrentielles peu fluides	4400	1320	0,33
Rhé0_3	Laves torrentielles visqueuses	6600	1980	0,33
Rhé0_4	Laves torrentielles très visqueuses	8800	2640	0,33

Le paramétrage de la régularisation bi-visqueuse s'appuie les tests de sensibilité effectués au CHAPITRE 4, afin de déterminer une valeur minimum pour la viscosité de régularisation. En s'appuyant notamment sur les conclusions des expériences numériques de Debiante (cf. chapitre 4.2.4), il ressort que l'impact de la viscosité de régularisation est minimisé (sur le champ de vitesse, de viscosité et de contrainte) à partir d'une valeur adimensionnelle supérieure à $1,0 \times 10^7$, soit une valeur dimensionnelle de l'ordre de $7\,750\text{ Pa.s}$. Ainsi la viscosité de régularisation η_0 est fixée à $1,0 \times 10^4\text{ Pa.s}$ (valeur sécuritaire) pour l'ensemble des simulations effectuées.

5.3.4. Modèles et stratégie de calcul

Les calculs sont menés avec le solveur interFoam. Les conclusions du CHAPITRE 4 ont permis d'identifier un paramétrage adapté, d'une part, à une représentation de la surface libre avec de faibles perturbations (oscillations, diffusion numérique), et d'autre part, à maintenir une certaine stabilité des calculs lors de leur résolution numérique. Cela consiste à :

- Utiliser une faible valeur pour le coefficient de compression artificielle C_α : le coefficient de compression C_α est fixé à 1.
- Employer des schémas numériques de type Gauss upwind pour la résolution de l'équation de la fraction volumique : ce type de schéma est appliqué pour les simulations.
- Activer la fonction *momentumPredictor* afin d'améliorer la résolution des calculs pour le champ de vitesse : cette option est activée pour les calculs.
- Renseigner un pas de temps de démarrage supérieur à $1,0 \times 10^{-10}\text{ s}$: celui-ci a été calé à $1,0 \times 10^{-8}\text{ s}$.
- Limiter la valeur prise par le nombre de Courant (valeur proche de 0,1 dans l'idéal) : le nombre de Courant est paramétré avec une valeur à 0,1 dans un premier temps.

Remarque : La lenteur des calculs observée sur les premiers tests de simulations nous a amené à mettre à jour la valeur du nombre de Courant. Celle-ci a été fixée à 1 pour l'ensemble des simulations effectuées.

Lors des tests numériques menés au cours du CHAPITRE 4, il a été montré qu'une faible valeur du nombre de Courant garantissait une meilleure stabilité des calculs et limitait la propagation des erreurs numériques. Pour garantir ces conditions, à défaut de se baser sur le nombre de Courant, le nombre d'itérations effectuées par l'algorithme PIMPLE pour la résolution du champ de vitesse a été augmenté (3 contre 1 par défaut). En augmentant leurs valeurs, le code de calcul effectue plus d'itérations lorsqu'il détermine l'intensité du champ de vitesse (cf. Figure 57) avec l'algorithme PIMPLE. Cela permet de réduire le risque de divergence des calculs et par conséquent d'arrêt des simulations en cours d'exécution.

L'état de l'art a mis en évidence le caractère laminaire des écoulements de laves torrentielles boueuses (Coussot, 1996). Par analogie aux écoulements classiquement rencontrés en hydraulique, un nombre de Reynolds « généralisé » au fluide à seuil de type Herschel-Bulkley (et donc applicable aux laves torrentielles) a été proposé par Coussot (Coussot, 1996). Le raisonnement est fondé sur la définition initiale du nombre de Reynolds, à savoir que celui-ci correspond au rapport entre l'énergie locale ($\rho U^2 \Omega$) d'un petit volume Ω liée à l'inertie du fluide et l'énergie locale liée au cisaillement de ce volume ($\tau \Omega$).

$$Re_G = \frac{\rho U^2}{\tau} \quad \text{Équation (55)}$$

avec ρ (kg/m^3), la masse volumique de la lave torrentielle, U (m/s), la vitesse relative moyenne du petit volume de fluide par rapport aux volumes voisins, et τ (Pa), la contrainte tangentielle moyenne appliquée aux éléments de Ω .

Le seuil de contrainte des laves torrentielles modélisées varient entre 2 200 Pa et 8 800 Pa. Dans les zones en écoulement, τ (intervenant dans l'Équation (55)) est nécessairement supérieur à ces valeurs. En faisant l'hypothèse d'une vitesse de lave U à 4 m/s (vitesse d'une lave torrentielle typique rencontrée dans les Alpes françaises ; (Coussot, 1996)) et en prenant une masse volumique ρ égale à 2 200 kg/m^3 , on trouve que Re_G est compris entre 4 et 16, ce qui montre que nous avons affaire ici à des écoulements laminaires. Dès lors, les simulations numériques sont menées sans modèle de turbulence.

5.3.5. Mise en œuvre

Les simulations sont menées, au maximum, sur une durée totale de 6 000 s (1 h 40 min), durée correspondant aux temps maximaux des simulations 2D. Les résultats de cinq simulations sont exploités. Ils correspondent aux quatre scénarios rhéologiques, auxquels s'ajoute un test de sensibilité au maillage réalisé avec le maillage le plus fin et la rhéologie Rhéo_1. Pour la présentation et l'analyse des résultats, la nomenclature suivante est employée. La simulation n°1 emploie le maillage fin et la rhéologie Rhéo_1 ($\tau_c = 2\,200$ Pa), alors que la simulation n°2 met en œuvre le maillage grossier pour cette même rhéologie. Le maillage grossier est utilisé pour le reste des simulations. Les simulations n°3, n°4 et n°5 mettent en œuvre respectivement les rhéologies Rhéo_2 ($\tau_c = 4\,400$ Pa), Rhéo_3 ($\tau_c = 6\,600$ Pa), et Rhéo_4 ($\tau_c = 8\,800$ Pa).

5.4. Résultats et discussion

5.4.1. Typologie des résultats présentés

Les résultats numériques obtenus sont présentés selon différents aspects. Le but est d'introduire les résultats soit directement en comparaison avec ce que peut fournir une modélisation 2D, comme celle effectuée dans l'étude RTM de 2015, soit en argumentant la pertinence de la plus-value qu'ils apportent à la reproduction numérique du phénomène physique. Les résultats numériques sont présentés en cinq parties (cf. Figure 236).

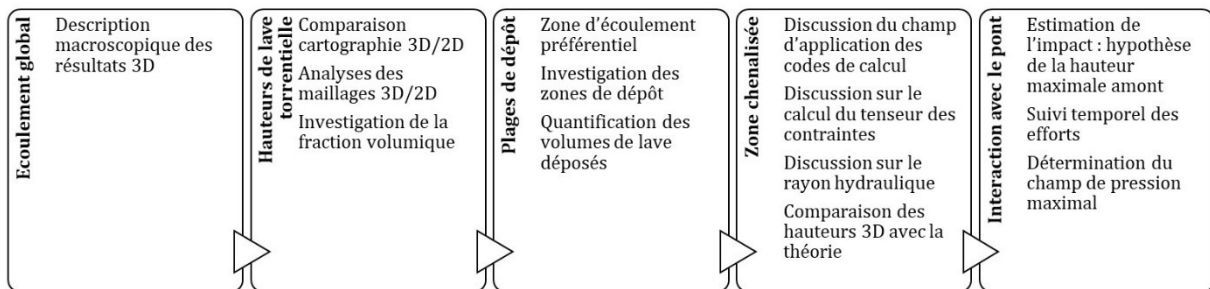


Figure 236 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Dans un premier temps, il s'agit d'observer uniquement à l'échelle macroscopique l'écoulement produit par le modèle numérique, sans entrer dans le détail des caractéristiques des écoulements. Puis, nous caractériserons à l'échelle du bassin versant les hauteurs des dépôts à l'issue des simulations. Les résultats cartographiés sont comparés avec les résultats du modèle 2D utilisé par le RTM. La troisième phase d'analyse portera sur la description du comportement de la lave torrentielle au niveau des plateformes d'atterrissement, notamment en analysant la pente des dépôts. La zone chenalisée sera investiguée en amont du pont, en s'intéressant à la répartition des débits et à la variation des hauteurs, comparées à des hauteurs théoriques et aux résultats 2D. Enfin, il s'agira d'analyser l'interaction entre la lave torrentielle et le pont routier en détaillant les débordements observés et l'impact mécanique subi par l'ouvrage.

5.4.2. Ecoulement global de la lave torrentielle

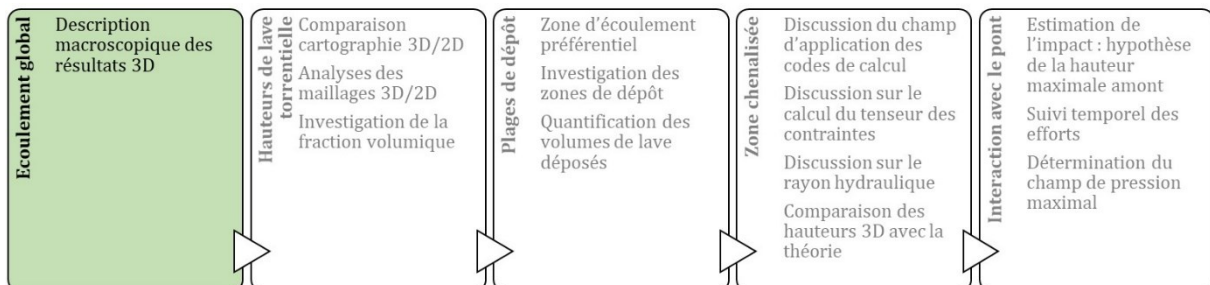


Figure 237 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

L'objectif de cette partie est d'observer uniquement à l'échelle macroscopique l'écoulement produit par le modèle numérique, sans entrer dans le détail des caractéristiques des écoulements.

A titre d'exemple, les résultats obtenus pour la simulation n°3 (Rhéo_2 et maillage grossier) sont présentés dans cette partie. Les Figure 238, Figure 239, Figure 240 représentent respectivement la surface libre de l'écoulement pour les instants $t = 100$ s, $t = 1\,000$ s et $t = 6\,000$ s. Les écoulements de lave torrentielle apparaissent en orange sur chaque vue, le terrain naturel sur lequel ils s'écoulent est représenté en gris sombre, enfin le pont routier est affiché en gris clair, sur la partie aval du bassin versant.

Remarque : La surface libre des écoulements a été représentée pour d'autres instants de simulation. Les résultats complets des cinq simulations sont introduits par les Annexe 29, Annexe 30, Annexe 31, Annexe 32 et Annexe 33.

Notons que les calculs n'ont pas été menés sur le même intervalle de temps, ce qui explique les valeurs différentes de pas de temps finaux présentés. En effet, il a été choisi, pour l'exploitation des résultats, de privilégier un calcul complet pour un seul des scénarios testés. Ainsi, la simulation n°3 (Rhéo_2 et maillage grossier) est la seule qui a été menée jusqu'à une durée totale de 6 000 s (cf. Figure 240).

On constate que la dynamique de l'écoulement change selon la rhéologie considérée. La lave torrentielle n'avance pas à la même vitesse sur le bassin versant lorsque la contrainte seuil, notamment, change.

A titre d'exemple, on note qu'au bout de 100 s de simulation, pour une contrainte seuil à 2 200 Pa (simulation n°2), la lave torrentielle a atteint l'extrémité aval de la dernière plateforme d'atterrissement et s'apprête à s'écouler dans la partie chenalisée à l'amont du pont. Pour le même pas de temps et pour la rhéologie correspondant à la contrainte seuil la plus forte (simulation n°5), la lave torrentielle atteint tout juste la première des trois plateformes.

Ces premières observations mettent en évidence que, d'un point de vue phénoménologique, le modèle conduit à des résultats cohérents avec la théorie des écoulements et des observations faites sur le terrain (dans d'autres cas que celui de la Vaudaine), à savoir que la vitesse d'écoulement et les distances parcourues sont plus faibles lorsque la contrainte seuil d'écoulement augmente (Coussot, 1996; Coussot & Meunier, 1996; Remaître, 2006; Bardou, 2002).

On note que, pour toutes les simulations, la lave torrentielle atteint la partie aval du bassin versant à l'aval du pont routier et la confluence avec la Romanche. D'après les Figure 342 (Annexe 29), Figure 348 (Annexe 30), Figure 352 (Annexe 31), Figure 358 (Annexe 32) et Figure 364 (Annexe 33), la majorité du volume de la lave torrentielle s'étale à l'aval du pont (simulation n°1 à 4). Néanmoins, on relève qu'une partie du volume de lave injecté dans le modèle tend à se déposer au niveau des plateformes à faible pente à l'amont du pont.

Le modèle montre que, plus la rhéologie est élevée (du point de vue de la contrainte seuil), plus les dépôts semblent importantes au niveau des plateformes. Ces résultats concordent avec la phénoménologie des écoulements que l'on peut observer sur le terrain. En effet, la contrainte seuil est faible et plus la lave torrentielle aura tendance à s'écouler facilement et donc à moins se déposer. Or, à pente égale, lorsque la contrainte seuil est plus élevée, la lave torrentielle est plus difficilement mobilisable et aura tendance à s'arrêter plus facilement sur le terrain naturel pour former des dépôts.

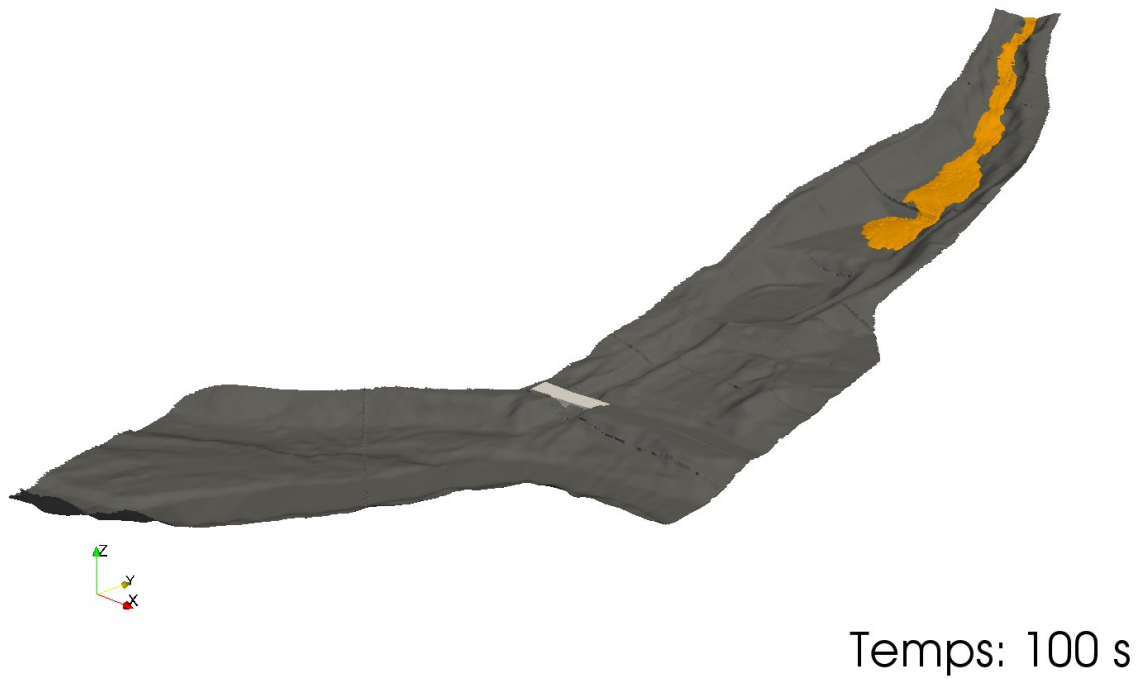


Figure 238 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100$ s pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\,400$ Pa)).

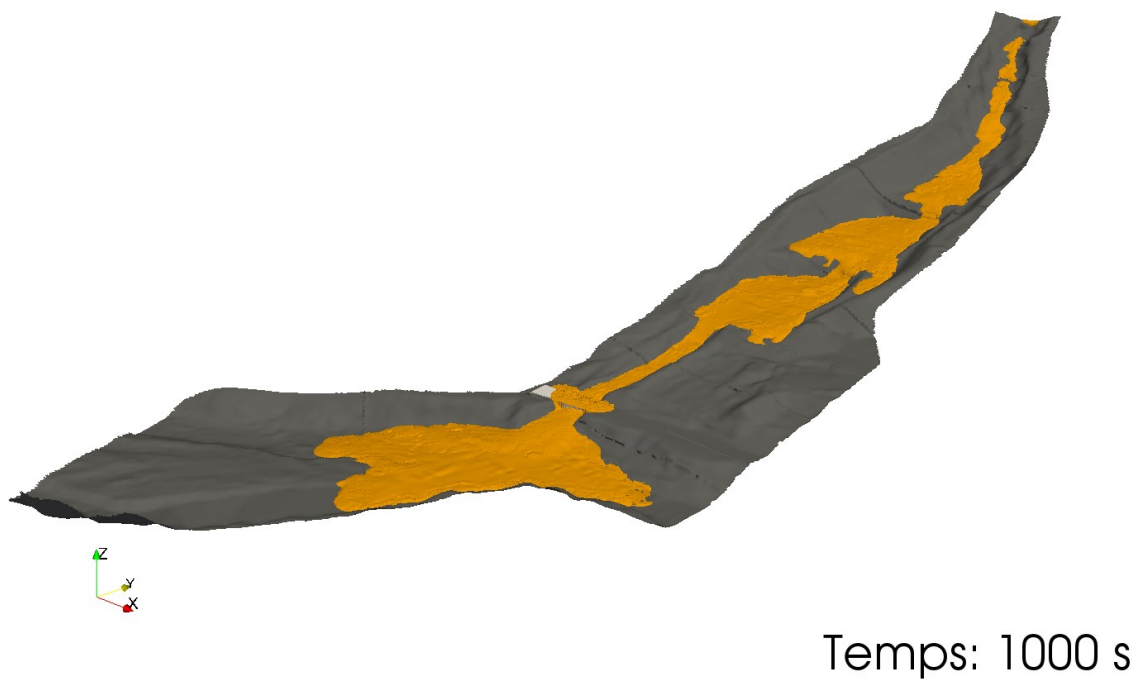


Figure 239 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\,000$ s pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\,400$ Pa)).

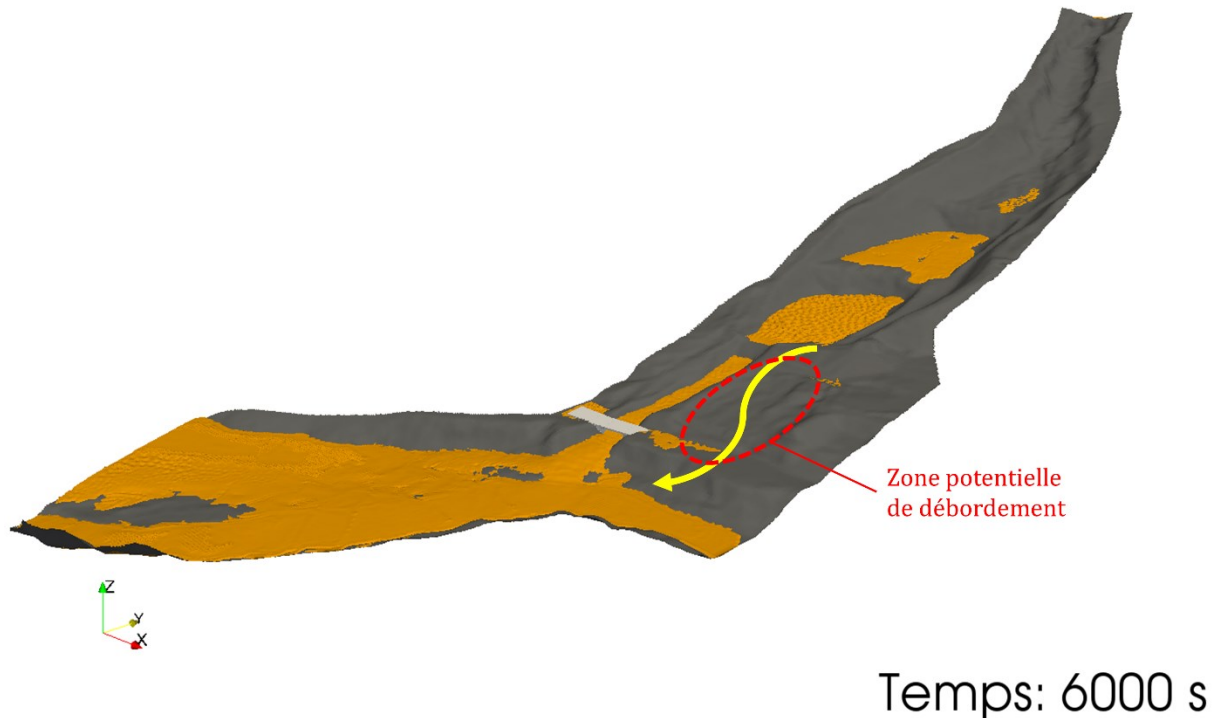



Figure 240 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : pas de temps final pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\,400$ Pa)).

Pour une même rhéologie (Rhéo_1) mais pour deux maillages différents, on observe très peu de différences du point de vue de l'écoulement. En comparant les simulations n°1 et n°2 aux différents instants représentés, on relève que la lave torrentielle a parcouru davantage de distance au bout de 100 s lorsque le maillage est plus fin (cf. Figure 338 en Annexe 29). A cet instant, la lave torrentielle commence à s'écouler dans la partie chenalisée alors que cela n'est pas observé pour le maillage grossier (cf. Figure 344 en Annexe 30). Il est possible qu'ici la taille des cellules au niveau du terrain naturel ne soit pas suffisamment petite pour capter la surface libre de l'écoulement, action rendue possible avec le maillage fin. Pour les autres instants de simulations, on note que le maillage fin fait apparaître des zones d'écoulement supplémentaires de lave torrentielle par rapport au maillage grossier. A titre d'exemple, au bout de 1 000 s, un écoulement de lave apparaît à l'amont du domaine de calcul (cf. Figure 341 en Annexe 29), dans les zones où les hauteurs d'écoulement sont faibles. Cette zone correspond à de fortes pentes du terrain naturel. Ces observations nous permettent de conclure quant au faible impact du maillage dans la représentation globale de l'écoulement. C'est pourquoi l'ensemble des autres scénarios rhéologiques (simulations n°3, 4 et 5) ont été menées avec le maillage grossier.

Remarque : A ce stade de l'analyse, on peut également supposer que la diffusion numérique soit responsable des différences observées entre les deux maillages en termes de surface libre.

Enfin, on relève que la lave torrentielle ne s'écoule pas de façon identique dans la zone du pont selon le scénario considéré. Des débordements de lave apparaissent sur le tablier du pont pour toutes les rhéologies testées (cf. Figure 352 en Annexe 31, Figure 358 en Annexe 32 et Figure 364 en Annexe 33) sauf celle correspondant à une contrainte seuil de 2 200 Pa (cf. Figure 342 en Annexe 29 et Figure 348 en Annexe 30). De plus, l'écoulement semble se diviser en deux branches

distinctes à l'amont du pont dans certains cas. Pour les simulations n°3 et 4, une partie de l'écoulement commence à déborder en rive gauche du chenal à l'aval de la dernière plateforme. Cependant, en prolongeant davantage le temps de calcul jusqu'à 6 000 s (simulation n°3), on ne relève pas ce débordement en rive gauche (cf. Figure 288). Deux explications peuvent être apportées à cette observation. Premièrement, on peut supposer que tout le volume de lave torrentielle, qui a pu déborder puis s'écouler en rive gauche du chenal hors du lit mineur (tracé représenté par la flèche jaune sur la Figure 288), ne s'est pas déposé et a rejoint la partie aval du bassin versant au niveau de la confluence avec la Romanche. La deuxième hypothèse est qu'une partie de lave torrentielle s'est bel et bien déposée en rive gauche du chenal hors du lit (zone entourée en rouge sur la Figure 288) mais que le modèle ne représente pas ces dépôts du fait d'un maillage peut être trop grossier à cet endroit.

 *Le modèle 3D a permis de transporter le volume injecté à l'amont du bassin versant vers le cône de déjection situé à l'aval. La modélisation 3D met aussi en évidence des phénomènes de dépôts, notamment au niveau des plateformes à faible pente en amont du pont. Des débordements au niveau du pont routier sont aussi observés à l'issue des simulations.*

5.4.3. Hauteurs de lave torrentielle

L'objectif de cette partie est de caractériser à l'échelle du bassin versant les hauteurs des dépôts à l'issue des simulations. Les résultats cartographiés sont comparés avec les résultats du modèle 2D utilisé par le RTM. A titre d'exemple, il a été choisi de présenter ici seulement les résultats de la simulation n°3 correspondant à une rhéologie avec une contrainte seuil à 4 400 Pa (cf. chapitre 5.5.2.2).

5.4.3.1. Présentation des résultats sous une forme cartographique : comparaison avec la simulation 2D

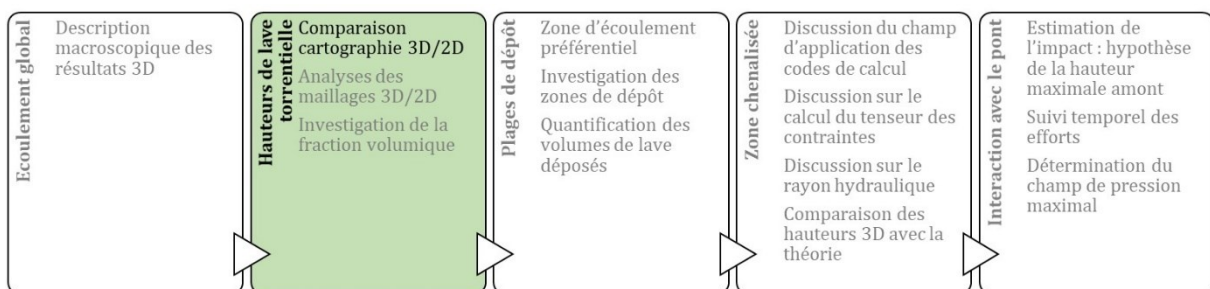


Figure 241 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Au terme de la simulation ($t = 6\,000\text{ s}$), la lave torrentielle a atteint la partie aval du bassin versant. Les résultats finaux obtenus correspondent à un état pour lequel l'écoulement s'est arrêté partout dans le domaine de calcul. Pour cet état final, les hauteurs et les zones d'étalement des dépôts de lave sont extraites du modèle 3D et comparées aux résultats issus du modèle 2D. Cette comparaison est proposée par la Figure 242. Chaque carte représente l'étalement de la lave torrentielle sur le bassin versant avec une échelle de couleur spécifique à chaque approche, 2D ou 3D.

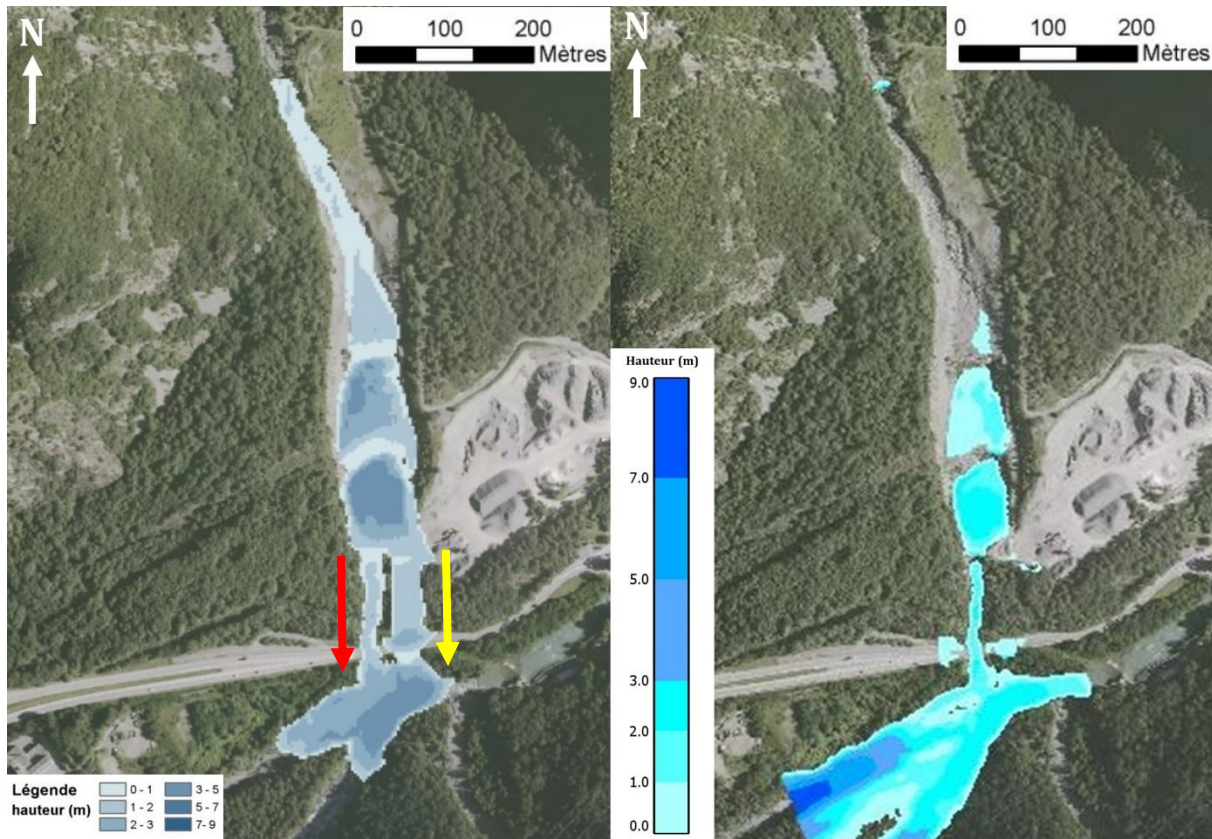


Figure 242 : Zones de dépôts finales et hauteurs finales de lave torrentielles pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : les résultats 2D sont à gauche, les résultats 3D (simulation n°3) sont à droite.


Sur la base des résultats 3D, les dépôts sont relevés au niveau des trois plateformes à l'amont du pont routier avec un étalement majoritairement présent sur les deux dernières plateformes avant le pont. La majorité des dépôts issus de l'écoulement se situe à l'aval du pont au niveau de la confluence avec la Romanche.

Les hauteurs finales calculées avec le modèle 2D sont comprises entre 0 et 5 m, alors que le modèle 3D conduit à des hauteurs situées entre 0 et 8,5 m. Les hauteurs maximales sont localisées au niveau de la troisième plateforme d'après le modèle 2D. Les résultats 3D positionnent les hauteurs maximales à l'aval du bassin versant après la confluence avec la Romanche (zone en bas à gauche sur l'image de droite de la Figure 242). Ces fortes hauteurs peuvent s'expliquer en partie par le fait que le modèle numérique 3D ne présente pas de surface permettant de faire sortir la lave torrentielle hors du domaine de calcul lorsque celle-ci atteint la limite aval du domaine. Ainsi, la lave rencontre une condition aux limites de type « mur » (wall), s'accumule au niveau de la paroi du modèle et forme un remous influant l'accumulation de volume à l'amont. Les résultats 3D ne sont donc pas pleinement représentatifs de la réalité de la physique des écoulements sur la partie aval du modèle, du fait de la condition aux limites choisie.

En se focalisant sur la dernière plateforme d'atterrissage (zone où le modèle 2D conduit aux hauteurs maximales), on note que le modèle 3D fournit des dépôts compris entre 0 et 2,9 m, soit un écart de l'ordre de 40 % par rapport aux hauteurs maximales fournies par le 2D au même endroit. Une autre différence notable est relevée entre les deux approches numériques au niveau de la zone chenalisée précédant le pont routier. Les hauteurs d'écoulement sont estimées par le

modèle 2D entre 0 et 2 m dans le chenal. La modélisation 3D conduit quant à elle à des hauteurs plus importantes. La valeur maximale atteinte est de 3 m au milieu du chenal à environ 35 m en amont du pont.

Les deux approches numériques ne conduisent pas à des contours de zones d'étalement similaires. Avec la modélisation bidimensionnelle (image de gauche sur la Figure 242), on observe que l'écoulement est divisé en deux parties directement à l'aval de la troisième et dernière plateforme avant le pont : une partie de la lave s'écoule dans le talweg du torrent en direction du pont (flèche rouge sur la Figure 242), une seconde partie déborde en dehors du lit mineur du torrent (flèche jaune sur la Figure 242), s'écoule près de la carrière (à droite sur l'image de gauche sur la Figure 242), puis submerge la route. Cette division de l'écoulement n'est pas relevée avec le modèle 3D. Cette distinction par rapport à la simulation 2D nous a amené à nous interroger sur la capacité du modèle 3D à représenter correctement la surface libre près de la carrière. On s'attend dans cette zone à de faibles hauteurs et il est possible que le maillage rende difficile la capture de l'interface à cet endroit ou qu'encre la variation de fraction volumique soit biaisée par de la diffusion numérique.

 Pour tenter d'expliquer l'absence de débordement du côté de la carrière, nous avons investigué, aux paragraphes suivants, les maillages 2D et 3D, puis la fraction volumique.

5.4.3.2. Comparaison locale des maillages 2D et 3D pour expliquer l'absence de débordement du côté de la carrière

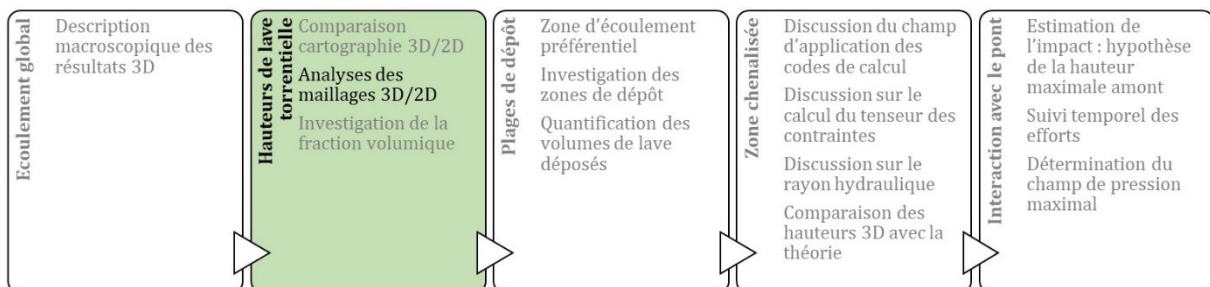


Figure 243 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Ici, on propose de comparer localement le maillage décrivant le terrain naturel dans chaque code de calcul. En effet, on peut s'attendre à ce que les débordements mis en évidence par le code 2D du côté de la carrière s'expliquent par une mauvaise représentation locale de la topographie du fait de la résolution grossière du maillage employé (mailles de 3 m par 3). Un tel niveau de raffinement peut conduire à lisser la topographie et ne pas prendre en compte de petites variations du terrain naturel comme des talus, des digues, ou des petites crêtes.

Une coupe longitudinale du terrain naturel est ainsi réalisée pour chaque maillage (2D et 3D). Cette section est tracée du côté de la carrière, selon l'axe d'écoulement du débordement observé à l'issue des calculs 2D. La Figure 248 présente la localisation du plan de coupe qui apparaît en rose sur la visualisation.

La Figure 245 fournit les résultats des tracés sections longitudinales des deux maillages. La coupe effectuée dans le maillage 2D est représentée par les cercles et le trait noirs, alors que les triangles et le trait rouge indiquent les variations altimétriques du maillage 3D. A titre informatif, l'allure

de la surface libre numérique 3D, au dernier pas de temps de simulation ($t = 6\ 000\text{ s}$), a été tracée (marques bleues) pour le scénario Rhéo_2.

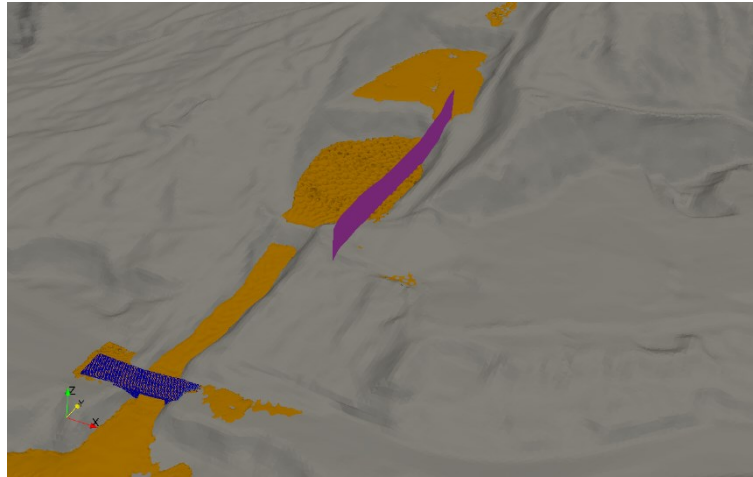


Figure 244 : Position du plan de coupe longitudinal du terrain naturel effectué pour la comparaison des maillages 2D et 3D : représentation faite sur la base du modèle 3D.

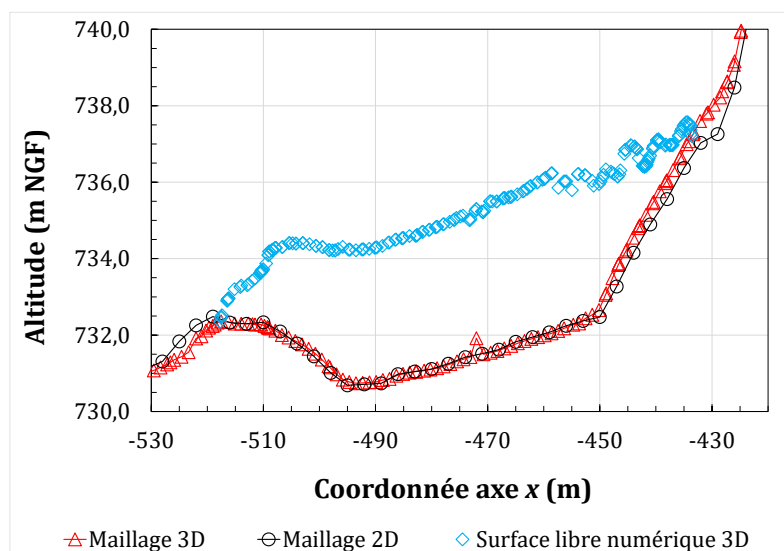


Figure 245 : Comparaison des maillages 2D et 3D au niveau de la dernière plateforme d'atterrissage.

La comparaison des variations altimétriques des deux maillages met en avant de très faibles différences entre les deux grilles de calcul. Le terrain naturel est reproduit de la même manière, sans différence majeure, par les deux modèles. On note toutefois que la résolution du maillage 2D conduit à une pente de crête plus faible à l'aval de la dernière plateforme ($-530\text{ m} < x < -515\text{ m}$).

👉 Cette comparaison permet de valider le fait que l'absence de débordement dans le modèle 3D ne provient pas d'une différence de représentation des variations topographiques du terrain naturel. Dès lors, nous proposons d'investiguer la fraction volumique au paragraphe suivant pour tenter d'apporter une explication à l'absence de débordement du côté de la carrière.

5.4.3.3. Investigation de la fraction volumique pour expliquer l'absence de débordement du côté de la carrière

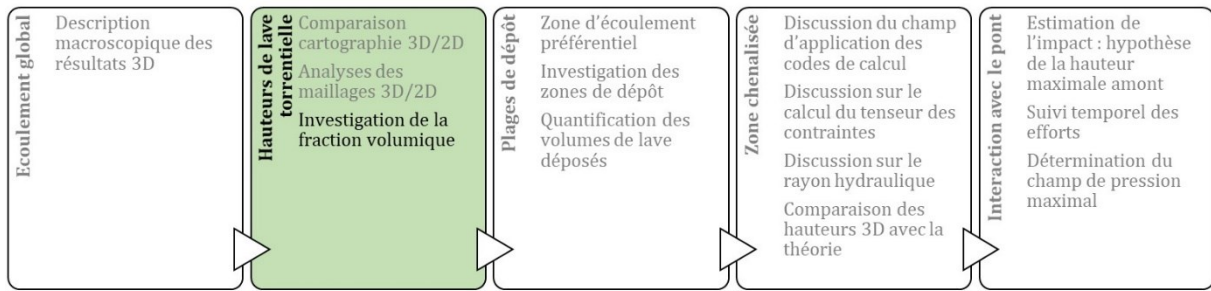


Figure 246 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Une analyse de sensibilité a été menée sur la fraction volumique α dans le modèle 3D. Pour rappel, cette quantité, calculée au sein de chaque maille de calcul, permet d'identifier la position de la surface libre en traçant, à l'issue des calculs, le contour correspondant à une valeur de fraction volumique égale à 0,5 (cf. chapitre 3.5). En modifiant la valeur de α pour représenter la surface libre, la séparation de l'écoulement au niveau de la carrière apparaît. A titre d'exemple, la Figure 247 présente les zones d'étalement de la lave torrentielle lorsque la surface libre est tracée en prenant une valeur à 0,1 pour la fraction volumique (image de droite sur la Figure 247).



Figure 247 : Sensibilité à la fraction volumique : zones de dépôts finales de lave torrentielles issues du modèle 3D (simulation n°3) pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : surfaces libres représentées pour une fraction volumique α égale à 0,5 (en haut) et à 0,1 (en bas).

L'apparition du double écoulement dans la zone du pont concorde avec les résultats 2D. Toutefois, en représentant la surface libre de cette manière ($\alpha = 0,1$), celle-ci n'est pas correctement positionnée selon l'axe vertical et les hauteurs de dépôts peuvent donc être biaisées. La variation du champ de la fraction volumique a été investiguée dans cette zone. Pour ce faire, un plan de coupe du domaine de calcul a été effectué comme le suggère la Figure 248.

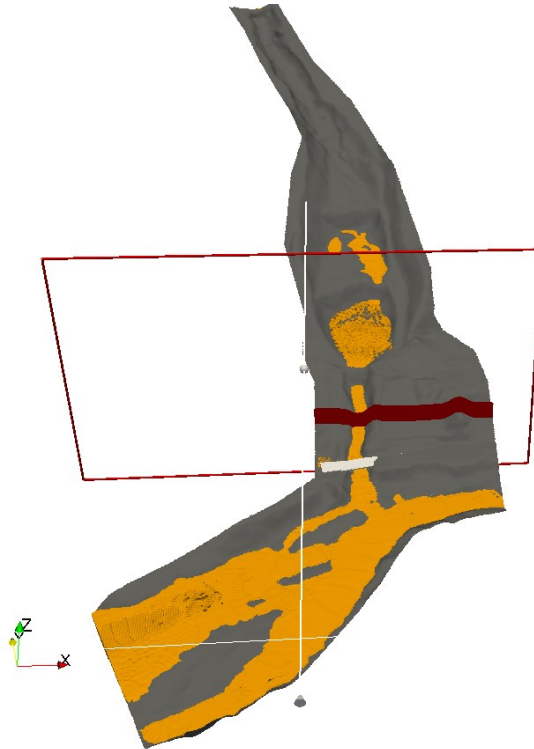


Figure 248 : Position du plan de coupe effectué sur le domaine de calcul pour le tracé du champ de la fraction volumique.

La Figure 249 illustre le champ de la fraction volumique au sein du domaine de calcul selon le plan de coupe spécifié plus haut. Le plan de coupe est colorié selon la valeur prise par la fraction volumique α . Si $\alpha = 1$, les mailles de calcul apparaissent en rouge et cela signifie qu'elles sont occupées par la lave torrentielle. A l'opposé, $\alpha = 0$, elles sont représentées en bleu et occupées par de l'air.

La zone de transition dans laquelle se situe la surface libre (si l'on considère $\alpha = 0,5$) apparaît en couleur verte. Dans ce cas, le volume de la cellule de calcul contient un mélange diphasique et donc l'interface y est présente. Sur la Figure 249, la surface libre a été tracée pour deux valeurs de fraction volumique : le trait rose pour $\alpha = 0,1$ et le trait jaune indique $\alpha = 0,5$. On relève deux aspects en observant les résultats :

- Tout d'abord, on note, au niveau de la partie chenalisée (zone à gauche sur Figure 249 présentant une forme de cuvette), une diffusion numérique marquée au niveau de l'interface (zone de transition où la valeur de la fraction volumique est proche de 0,5). La transition n'est pas contenue dans une seule maille de calcul mais dans deux mailles selon l'axe vertical.

- Deuxièmement, la zone de débordement du côté de la carrière (zone à droite sur la Figure 249 présentant une pente quasiment nulle) est caractérisée par de très faibles valeurs prises par la fraction volumique. Celle-ci est comprise entre 0 et 0,25 au maximum sur les premières mailles de calcul près du terrain naturel. Cela explique pourquoi aucun écoulement n'apparaît lorsqu'on choisit comme critère de représentation de la surface libre une valeur de α à 0,5. Cette observation fait apparaître une limite au modèle 3D, à savoir que celui-ci présente un maillage trop grossier au niveau du terrain naturel pour représenter avec suffisamment de précision les fortes variations de la fraction volumique. Une solution pour remédier à ce biais de simulation aurait été ici de diminuer davantage la taille des cellules de calcul près du terrain naturel.

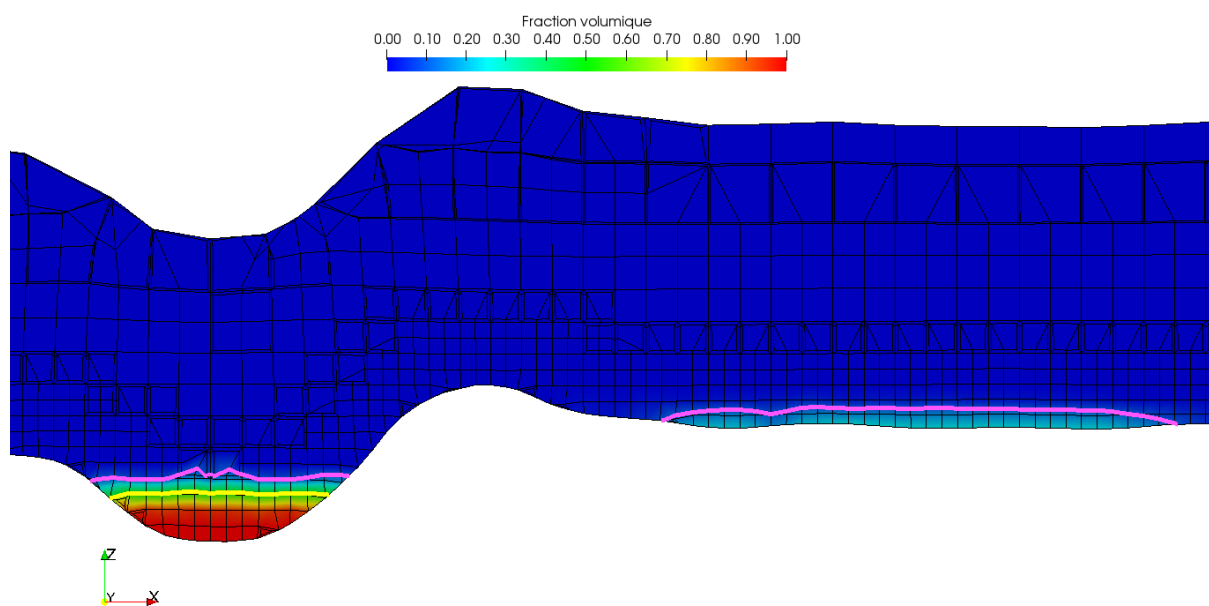


Figure 249 : Plan de coupe du domaine de calcul colorié selon la valeur de la fraction volumique : le trait jaune correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,5$; le trait rose correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,1$.

En choisissant un coefficient de compression C_α à 1, on s'attendait pourtant à limiter la diffusion numérique et à contenir la variation de la fraction volumique autour de la valeur de 0,5 dans une seule maille de calcul. Une analyse de sensibilité spécifique a été conduite en modifiant la valeur de C_α afin de juger si celui-ci avait un impact sur la représentation de la surface libre.

Un test a été mené en renseignant C_α avec une valeur de 2. On peut ainsi s'attendre à limiter la diffusion numérique. De façon similaire à ce qui a été présenté précédemment, les résultats en termes de zones d'étalement et de champ de fraction volumique sont introduits par les Figure 250 et Figure 251.

On note qu'augmenter la valeur du coefficient de compression ne conduit pas à modifier les zones d'étalement (cf. Figure 250) en comparaison des calculs effectués avec C_α égale à 1 (cf. image de gauche sur la Figure 247).

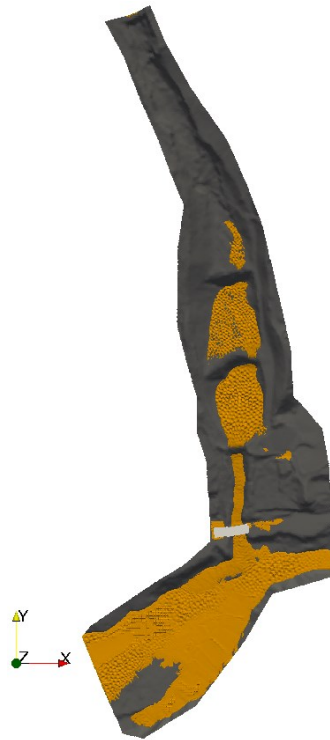


Figure 250 : Analyse de sensibilité au coefficient de compression C_α : zones de dépôts finales de lave torrentielles issues du modèle 3D (simulation n°3) pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : surface libre représentée pour $C_\alpha = 2$ et $\alpha = 0,5$.

D'autre part, le champ de la fraction volumique n'est que peu modifié. La diffusion numérique est toujours présente au niveau de la zone chenalisée comme le montre la Figure 251 et les variations fortes variations de la fraction volumique du côté de la carrière ne sont pas mieux représentées.

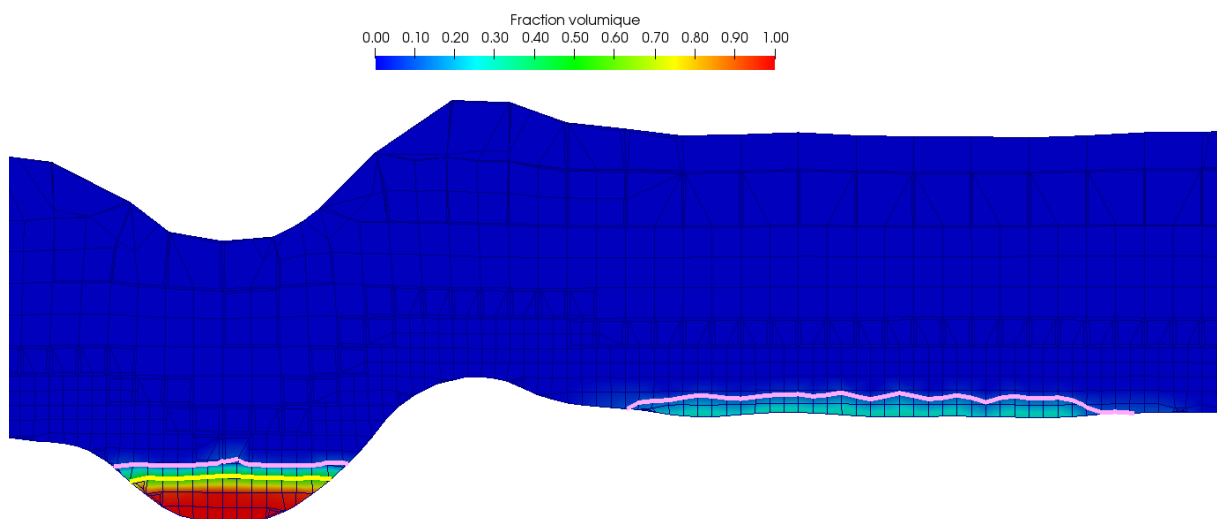


Figure 251 : Plan de coupe du domaine de calcul colorié selon la valeur de la fraction volumique pour $C_\alpha = 2$: le trait jaune correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,5$; le trait rose correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,1$.

La modélisation 3D conduit à des résultats différents des simulations 2D. Les principaux points de distinction sont observés au niveau des plateformes de dépôts mais surtout au niveau de la zone chenalisée en amont du pont routier. On note aussi que les deux approches numériques ne conduisent pas à représenter l'écoulement de la même manière à l'aval du bassin versant. Une séparation de l'écoulement en deux branches est relevée avec le modèle 2D. Ce phénomène n'est pas observé avec la simulation 3D. Les investigations menées mettent en évidence certaines limites du modèle 3D à représenter la surface libre de l'écoulement dans des zones où les hauteurs sont faibles et où la fraction volumique varie fortement d'une cellule de calcul à l'autre dans le sens vertical.

5.4.4. Plages de dépôt

L'objectif de cette partie est de décrire le comportement de la lave torrentielle au niveau des plateformes d'atterrissage issues de l'activité de la carrière, notamment en analysant les écoulements préférentiels au sein des plages de dépôts et en estimant les volumes rigides conduisant à des dépôts. Au CHAPITRE 4, le traitement numérique des expériences de Cochard s'est intéressé à la dynamique des étalements de fluides à seuil sur des plans inclinés. Cette typologie d'écoulement est similaire à celle observée au niveau des plages de dépôt de la Vaudaine.

A ce jour, les modélisations bidimensionnelles ont principalement permis d'établir des cartographies des hauteurs d'écoulement maximales ou finales, à l'issue de l'événement modélisé. Dans le cas de la Vaudaine, le code 2D employé par le RTM a répondu à cet objectif. Toutefois, la connaissance fine de l'hydrodynamique locale des écoulements sur les plages de dépôt peut présenter un complément d'information, notamment en prévision d'un dimensionnement d'une plateforme d'atterrissage ou dans l'estimation des volumes déposés au cours de l'événement. Dès lors, les résultats des calculs 3D sont investigués dans ce paragraphe afin de décrire les caractéristiques locales des écoulements de lave torrentielle.

5.4.4.1. Présentation des résultats : mise en évidence de zones d'écoulement préférentiel

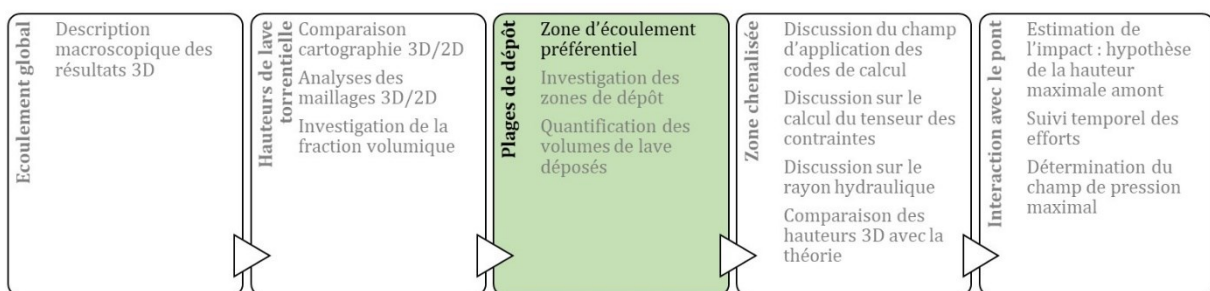



Figure 252 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Les résultats sont proposés ici pour la simulation n°3 correspondant à un seuil de contrainte à 4 400 Pa. Le post-traitement des simulations s'intéresse dans un premier temps à la recherche de zones préférentielles d'écoulement au niveau des plages de dépôt. Pour le scénario cité, la Figure 253 présente les résultats des simulations 3D et plus particulièrement le champ de vitesse des écoulements. A titre d'exemple, l'état de la surface libre des écoulements est représenté pour le pas de temps $t = 624$ s (image de gauche de la Figure 253). L'écoulement est colorié selon l'intensité de la vitesse selon un critère de différenciation colorimétrique fixé arbitrairement ici à

0,1 m/s. Ainsi, la surface libre représentée en jaune orangé correspond à la partie du volume de lave torrentielle s'écoulant avec une vitesse de 0,1 m/s et plus. A l'opposé, toutes les zones tracées en couleur brune indiquent les volumes de lave torrentielle dont la vitesse est inférieure à 0,1 m/s.

En première approche, cette représentation met en évidence la présence d'une zone d'écoulement préférentielle située sur la partie centrale de chaque plage de dépôt. On constate qu'en s'écoulant vers l'aval la lave torrentielle suit un chemin dans l'axe du talweg du torrent. De plus, en s'étalant sur les plages de dépôt, la vitesse de l'écoulement diminue latéralement conduisant à des zones d'arrêt de la lave torrentielle. L'évolution latérale du champ de vitesse est mise en évidence par l'image de droite de la Figure 253. Au niveau de chaque plateforme d'atterrissement, plusieurs sections transversales de l'écoulement ont été représentées selon une palette de couleur fonction de l'intensité de la vitesse. Pour chaque section en travers, les zones en bleu correspondent à des vitesses faibles tendant vers des valeurs nulles. A l'opposé, les zones représentées en rouge indiquent des vitesses égales ou supérieures à 0,1 m/s.

 Les différents plans de coupe permettent de renforcer le constat de la présence de zones préférentielles d'écoulement. En effet, on constate que le champ de vitesse présente une intensité plus faible à chaque extrémité des plans de coupe. Cela indique donc une tendance de l'écoulement à ralentir en s'étalant latéralement voire à s'arrêter.

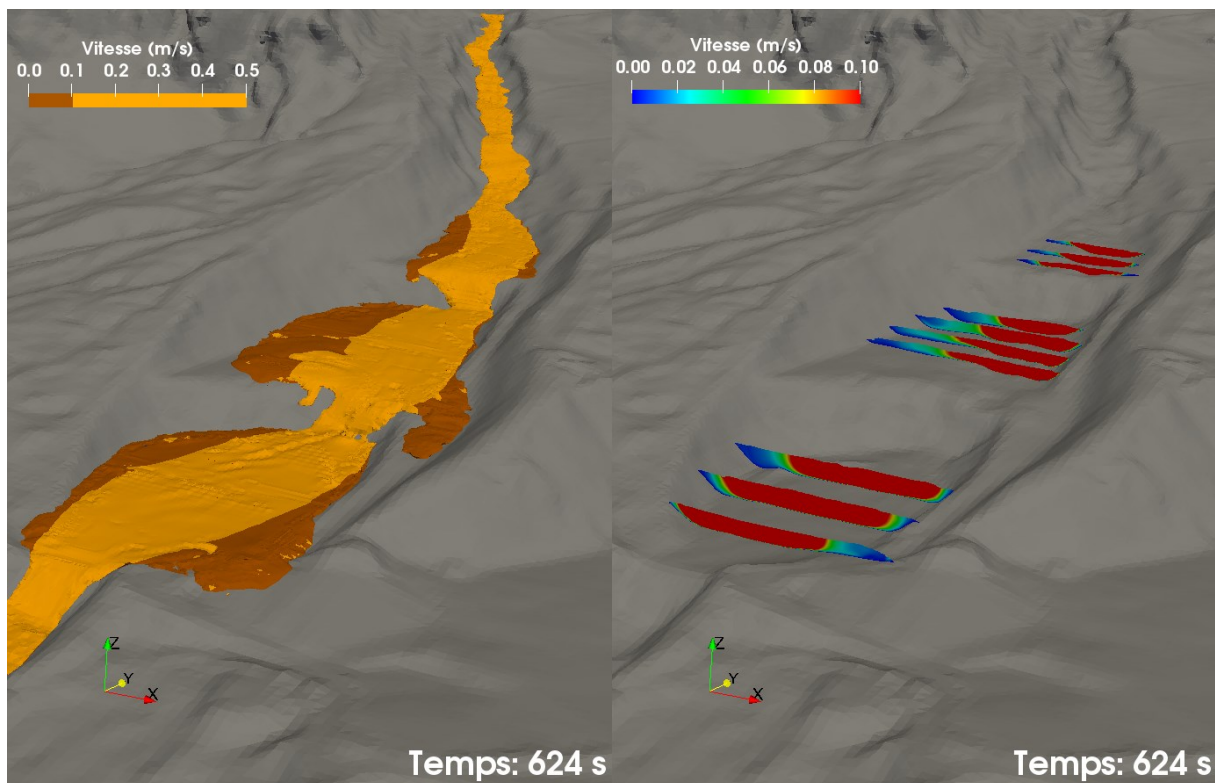


Figure 253 : Résultats numériques 3D de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 624$ s : représentation de l'écoulement de la lave torrentielle et de son étalement sur les plateformes à faible pente à l'amont du pont (image de gauche) ; profils transversaux de l'écoulement coloriés selon l'intensité du champ de vitesse (image de droite).

Concernant ce dernier point, l'arrêt de la lave torrentielle est étroitement lié à la contrainte seuil intervenant dans la loi rhéologique du fluide à seuil (modèle d'Herschel-Bulkley). Lorsque la contrainte subie par l'écoulement se rapproche de la contrainte seuil, l'écoulement a tendance à ralentir et à s'arrêter une fois le seuil atteint. Malgré l'approximation numérique de la régularisation de la loi rhéologique dans le code de calcul, nous avons souhaité investiguer la présence des zones de dépôt au niveau de chaque plateforme en se basant sur le champ de contrainte. Les résultats obtenus sont proposés au paragraphe suivant et sont confrontés à l'analyse du champ de vitesse présentée plus haut.

5.4.4.2. Investigation de la présence de zones de dépôt à travers le champ de contrainte de la lave torrentielle

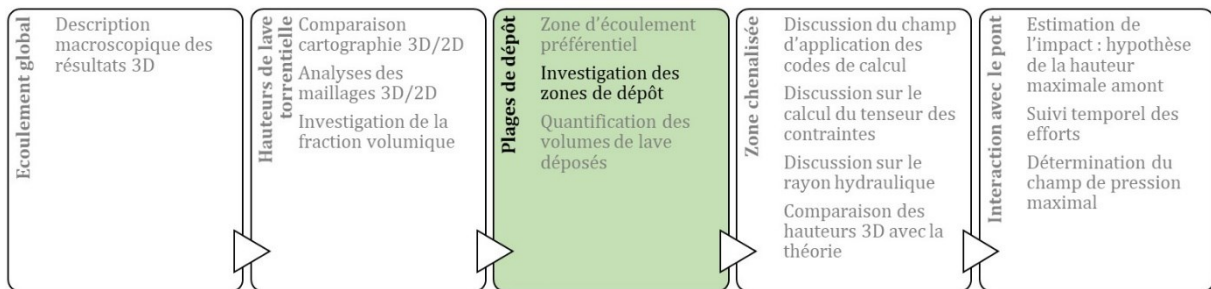


Figure 254 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Au CHAPITRE 4, le traitement numériques des expériences de Debiane (cf. chapitre 4.2), de Luu (cf. chapitre 4.3) et de de Souza-Mendes (cf. chapitre 4.4) a permis d'investiguer la détection des zones rigides et liquides au sein des écoulements de fluide à seuil. Plusieurs méthodes ont été étudiées afin d'établir un critère de distinction de l'interface entre la partie du fluide cisailée et celle demeurant sous le seuil de contrainte. Parmi les approches développées, nous avons jugé la possibilité d'utiliser la valeur de la contrainte seuil τ_c comme critère de coupure, sur la base du calcul du champ de contrainte au sein de l'écoulement.

Compte-tenu de ce constat et de l'approximation faite sur la représentation de la rhéologie dans le code de calcul, nous proposons le raisonnement suivant afin de fournir une tendance quant à l'identification des zones rigides et liquides au niveau des plages de dépôt.

Pour toutes les simulations de la Vaudaine, la rhéologie des laves torrentielles est représentée par la régularisation bi-visqueuse. La viscosité de régularisation η_0 demeure constante quel que soit le scénario rhéologique : sa valeur a été fixée à $1,2 \times 10^7$ Pa.s. A titre d'exemple, pour le scénario Rhéo_2, le choix d'une telle valeur conduit à une approximation de l'ordre de 1,8 % sur la contrainte seuil dont la valeur réelle est de 4 400 Pa. Plus clairement, cela signifie que le seuil définissant le passage de l'état rigide (fluide à l'arrêt) à l'état liquide (fluide en écoulement) ne correspond pas au couple de valeurs $\tau_c = 4\,400$ Pa et $\dot{\gamma} = 0$ s⁻¹. Le seuil est approché par la régularisation et correspond au point de transition numérique dont le couple de valeurs est $\tau_c = 4\,477$ Pa et $\dot{\gamma} = 2,0 \times 10^{-4}$ s⁻¹.

La Figure 255 illustre, pour le scénario Rhéo_2, cette approximation en comparant graphiquement l'allure de la loi de comportement de la lave torrentielle selon le modèle d'Herschel-Bulkley (courbe en pointillés noirs) avec la régularisation numérique bi-visqueuse prise en compte dans OpenFOAM (courbe bleue).

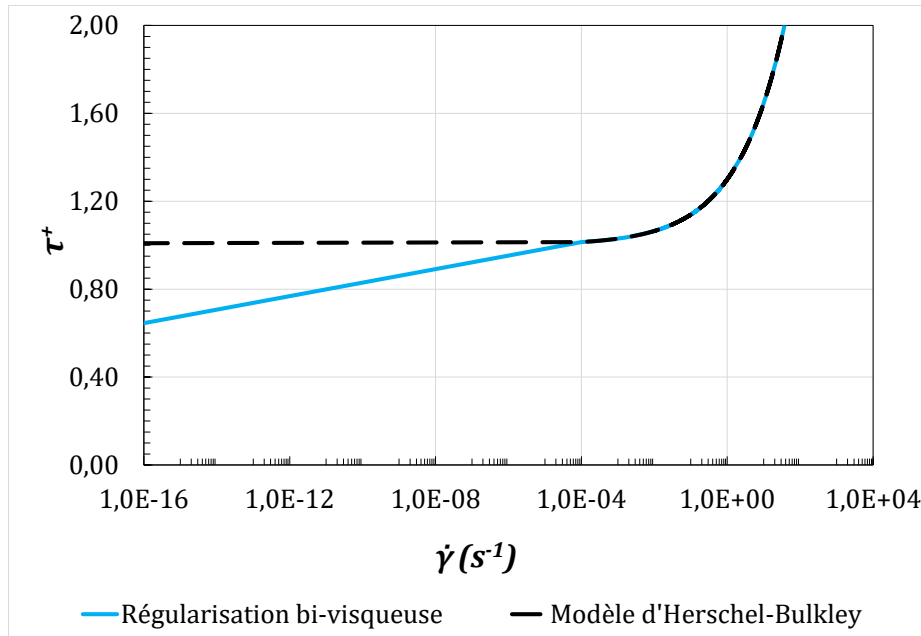


Figure 255 : Comparaison de la régularisation bi-visqueuse avec le modèle d'Herschel-Bulkley : configuration rhéologique Rhéo_2.

Ainsi, nous avons investigué la présence des zones rigides (volumes ayant tendance à se déposer) et liquides (volumes de lave en écoulement) au niveau des plages de dépôt en retenant comme critère de différenciation une valeur de contrainte à 4 477 Pa. Le champ de contrainte a été déterminé en post-traitement à partir de l'expression proposée par l'Équation (46) (cf. page 116).

A titre d'exemple, les résultats obtenus pour le scénario Rhéo_2 sont présentés par la Figure 256 pour le pas de temps $t = 624$ s. Sur cette représentation, apparaissent plusieurs éléments de légende :

- Le sens de l'écoulement de la lave est matérialisé par des flèches de couleur jaune ;
- L'écoulement de lave torrentielle est représenté selon deux couleurs :
 - Les zones en couleur jaune clair correspondent à la partie de l'écoulement dont la contrainte est supérieure ou égale à 4 477 Pa : ce sont les zones en écoulement ;
 - Les zones en couleur orange foncé correspondent aux volumes de lave dont la contrainte est inférieure à 4 477 Pa : ce sont les zones rigides.
- Les deux lignes en pointillés noirs délimitent la zone d'écoulement préférentielle de la lave lorsque celle-ci passe au niveau des plages de dépôt : les contours de cette zone se basent sur le champ de vitesse de l'écoulement (cf. Figure 253) et ont été ajustés ici selon l'apparition des zones rigides au sein du volume de lave.

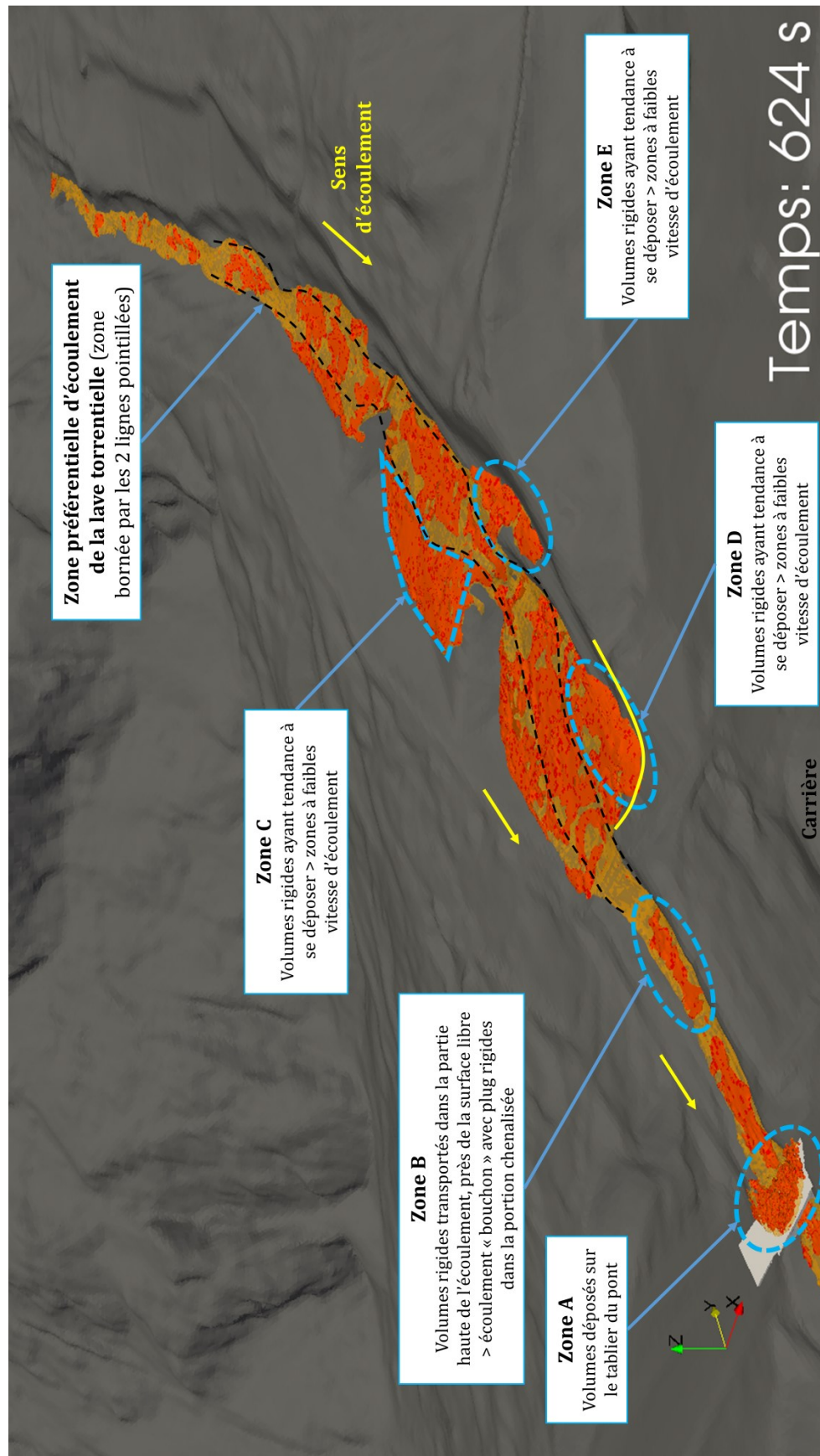


Figure 256 : Représentation numérique des zones rigides et liquides de l'écoulement de lave torrentielle à $t = 624$ s : configuration rhéologique Rhéo_2.

Les résultats présentés par la Figure 256 présentent une certaine cohérence entre les zones à faibles vitesses, identifiées par la Figure 253, et les zones supposées ici rigides. On relève au sein de l'écoulement certaines parties de l'écoulement caractéristiques des fluides à seuil.

La zone A : cette zone, identifiée comme rigide, correspond au volume de lave torrentielle ayant débordé sur le tablier du pont du fait du débordement de l'écoulement sur l'ouvrage. Suite au débordement, la lave est fortement ralentie et a tendance à s'arrêter sur le tablier. En effet, la hauteur diminue peu à peu au fur et à mesure que la lave s'étale sur le tablier, jusqu'à atteindre l'épaisseur limite d'écoulement en deçà de laquelle l'écoulement s'arrête.

La zone B : cette zone pointe la partie rigide de l'écoulement au sein de la portion chenalisée du bassin versant. Le posttraitement montre que ces volumes apparaissant comme rigide sont situés plutôt au centre du chenal d'écoulement et sont présents majoritairement sur la partie haute de l'écoulement (selon la verticale). La simulation numérique fait donc ici apparaître un écoulement dit « bouchon » caractérisé par des plug rigides (Coussot, 1992; Ancey, 2007). Il s'agit de zones rigides non cisillées transportées par l'écoulement vers l'aval. Cette typologie d'écoulement est caractéristique des fluides à seuil s'écoulant dans des zones chenalisées étroites.

La zone C : cette zone correspond à la partie droite (par rapport au sens de l'écoulement) de la seconde plateforme à faible pente. On identifie ici toute une partie du volume de lave torrentielle, identifiée comme rigide dont la vitesse d'écoulement est très faible. Par juxtaposition, ce comportement de la lave à cet endroit est cohérent avec la diminution du gradient de vitesse depuis le centre de la plateforme vers les rives, observé sur la Figure 253. La zone C représente approximativement un tiers de la surface de la plage de dépôt.

La zone D : cette quatrième zone présente les mêmes caractéristiques que la zone C. Un aspect différent de l'écoulement est néanmoins relevé ici. D'après la modélisation numérique, les volumes rigides apparaissent au niveau de la crête aval de la plage de dépôt (la crête est représentée par le trait jaune plein, traversant la zone D, sur la Figure 256). On peut alors supposer que, sur site, la lave torrentielle va présenter le comportement suivant. L'écoulement ralentit au niveau de l'aval de la plage de dépôt, au droit de la crête délimitant la zone d'étalement. En ralentissant, des dépôts de matériaux peuvent apparaître localement au pied de la crête, comme cela semble être le cas d'après la modélisation 3D. Cela aura donc tendance à réduire la marge restante en termes de hauteur avec le sommet de la crête. S'il s'avère vrai que des volumes de lave torrentielle ont effectivement tendance à se déposer à cet endroit, on peut très bien supposer un débordement de lave par-dessus la crête si un nouvel événement apparaît et que les dépôts n'aient pas été retirés au préalable. Dans cette hypothèse, un débordement de la lave torrentielle par-dessus la crête peut être attendu du côté de la carrière, avec comme destination probable la route départementale située plus bas à l'aval.

La zone E : de façon similaire à ce qui a été relevée pour les zones C et D, cette dernière zone présente de très faibles vitesses d'écoulement et correspond à un point de débordement en rive gauche de la seconde plateforme d'atterrissage. Au regard des résultats de modélisation, on peut s'attendre à ce que ces volumes déposés dans cette zone restent en place car ils sont situés au-delà de la limite latérale en rive gauche de la plateforme. Il faudrait alors que la lave torrentielle s'écoule de nouveau dans cette zone mais avec une vitesse cette fois-ci suffisamment importante pour remobiliser les matériaux déposés.

L'analyse du champ de contrainte à travers les résultats numériques fournit à l'utilisateur du code de calcul une tendance quant au comportement de la lave torrentielle lors de son écoulement sur le bassin versant. Certes, la position de l'interface entre la zone rigide et la zone liquide demeure approximative au sein de l'écoulement compte-tenu de la régularisation du seuil de contrainte par le code numérique, néanmoins on relève une cohérence entre les caractéristiques de l'hydrodynamique de l'écoulement (champ de vitesse notamment) et la position des volumes rigides.

A titre d'exemple, l'investigation des volumes rigides a été exposée pour un seul pas de temps de simulation. Une analyse de l'état final de la simulation est réalisée au paragraphe suivant. Le lien entre les deux paragraphes s'établit à travers la quantification des volumes déposés.

5.4.4.3. Quantification des volumes déposés après le passage de la lave torrentielle

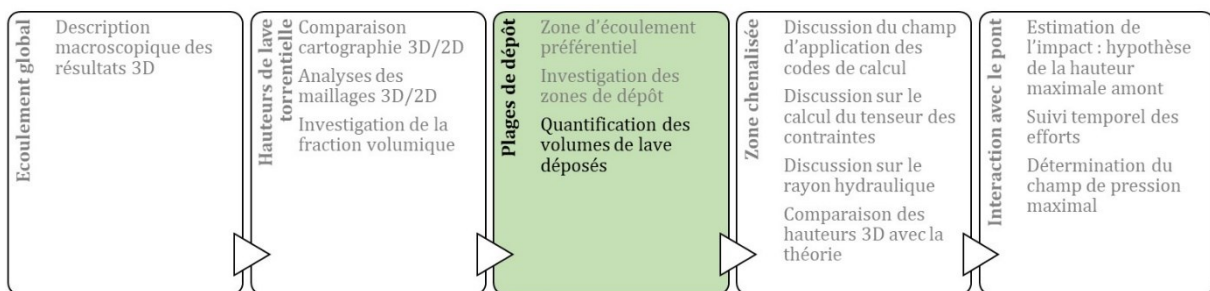


Figure 257 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

A l'issue de la simulation, on s'intéresse à la répartition des volumes de lave torrentielle au sein du bassin versant. En effet, du point de vue de l'ingénierie, il est intéressant de connaître quelle quantité de matériaux va se déposer lors d'un événement au niveau des plages de dépôt prévus à la fois pour ralentir les écoulements vers l'aval (du fait du phénomène d'étalement de la lave sur les plateformes à faible pente) mais aussi pour stocker des matériaux. Ainsi, la modélisation numérique, en simulant un scénario hypothétique, peut appuyer le dimensionnement des plages de dépôt en estimant quels seront les volumes de matériaux déposés suite à un événement.

Dans le cas de la Vaudaine, les volumes de lave ont été estimés à l'issue de la simulation, c'est-à-dire au bout de 6 000 s de calcul, état correspondant à l'arrêt de tout écoulement sur le bassin versant. En première approche, on distingue sept zones principales de dépôts de matériaux sur l'ensemble du bassin versant. Celles-ci ont été marquées par un code couleur et sont présentées par la Figure 258.

Outre la délimitation de trois zones distinctes de dépôt au niveau des trois plateformes d'atterrissage, on dénote qu'une partie du volume de lave demeure dans la portion chenalisée (zone n°4). On relève également deux zones de débordements de part et d'autre du pont routier, en rive droite (zone n°5) et en rive gauche (zone n°6). Enfin, la majorité du volume de lave torrentielle qui s'est écoulé se situe au niveau du cône de déjection (zone n°7), c'est-à-dire à l'aval de la confluence avec le torrent de la Vaudaine et du cours d'eau de la Romanche, après le passage du pont.

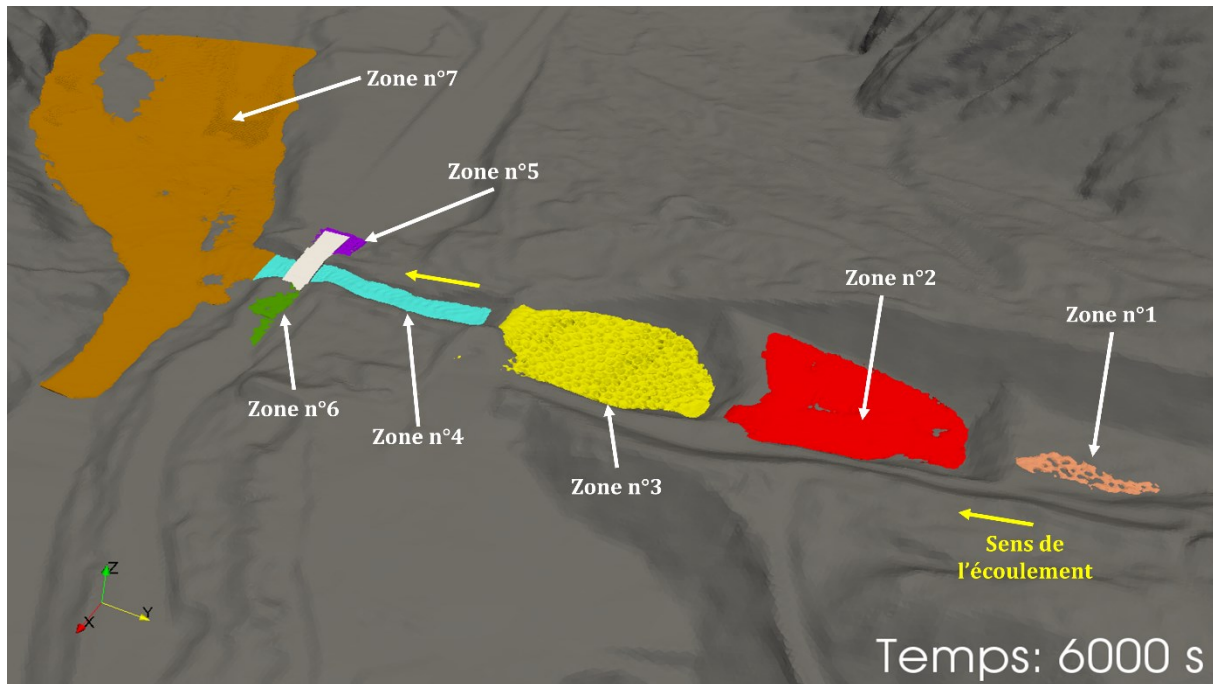


Figure 258 : Résultats numériques 3D de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 6\,000$ s : représentation des différentes zones de volumes déposés à la fin de la simulation.

En s'appuyant sur ce découpage en sept zones, les résultats numériques fournissent une estimation des volumes de matériaux déposés. Ces résultats sont synthétisés dans le Tableau 42. On constate que seulement 16 % du volume total de lave torrentielle déposé se situe au niveau des plages de dépôts à l'amont du pont. A elle seule, la dernière plateforme a retenu environ 11 % du volume.

On relève qu'à l'issue de la simulation environ 81 % du volume injecté aboutit au cône de déjection. Le transfert de tout ce volume s'est fait par un écoulement de la lave torrentielle dans le talweg principal du torrent mais également en débordant sur le tablier du pont routier puis en retombant dans le chenal (cf. chapitre 5.4.6).

Malgré l'observation de débordements au droit du pont, on note que les volumes déposés en rives droite et gauche ne représentent que 0,2 % du volume total. Cette faible proportion de volumes déposés ayant débordé au niveau du pont peut s'expliquer de deux façons différentes :

- soit, les volumes ayant débordé ont continué à s'écouler sur le tablier du pont et ont rejoint le torrent en chutant à l'aval du tablier du pont ;
- soit le modèle numérique ne représente pas suffisamment bien les petites hauteurs de dépôt sur le pont. Il est fort probable que cette dernière hypothèse soit valide.

En effet, au chapitre 5.4.3, la Figure 247 a mis en évidence une diffusion de la fraction volumique dans la zone du pont, engendrant une incertitude sur la capture précise de la surface libre. Cela a donc pour conséquence une mauvaise estimation des volumes déposés par le modèle numérique dans cette région du bassin versant.

Tableau 42 : Résultats numériques de la simulation n°3 : répartition des volumes de lave torrentielle déposés au sein du bassin versant à l'issue de la simulation numérique ($t = 6\ 000\ s$).


N° Zone	Portion du bassin versant	Proportion par rapport au volume total déposé (%)	Palette de couleur sur la Figure 258
1	Plage de dépôt n°1	0,2	Rose saumon
2	Plage de dépôt n°2	4,6	Rouge
3	Plage de dépôt n°3	11,2	Jaune
4	Chenal	2,8	Bleu ciel
5	Rive droite du pont	0,1	Violet
6	Rive gauche du pont	0,1	Vert
7	Cône de déjection	81,1	Marron
Total (m³)		100	

5.4.4.4. Conclusion intermédiaire sur les plages de dépôt

En conclusion de ce paragraphe ciblant les plages de dépôt, plusieurs aspects sont à relever.

Premièrement, les résultats numériques 3D ont permis de mettre en évidence la présence de zone préférentielle d'écoulement lorsque la lave torrentielle parcourt le bassin versant. Au niveau des plages de dépôt, il a été relevé que la lave avait tendance à s'écouler principalement dans l'axe du torrent. En s'étalant sur les plateformes d'atterrissement, on constate une nette diminution de la vitesse latérale, accompagnée par une réduction de la hauteur d'écoulement.

A cela s'ajoute, la possibilité d'identifier, via le modèle 3D, les volumes rigides au sein de l'écoulement. Malgré l'approximation de la loi de comportement rhéologique dans le code de calcul, le posttraitement des résultats a permis de délimiter les portions de fluide présentant un comportement rigide (sous le seuil de contrainte). En juxtaposant ces résultats avec le champ de vitesse, le modèle numérique 3D montre une représentativité des écoulements au niveau des plages de dépôts. Enfin, le modèle 3D a permis de visualiser la répartition des volumes de matériaux s'écoulant au sein du bassin versant, une fois l'événement complètement simulé.

 *Le modèle 3D présente ainsi deux avantages par rapport à la modélisation bidimensionnelle. Tout d'abord, en n'intégrant pas la vitesse selon la direction verticale comme le fait le 2D, le code 3D permet d'identifier la position des volumes rigides selon la verticale aussi bien au niveau des plages de dépôt que dans la portion chenalisée. Enfin, le modèle 3D, de par le calcul des trois composantes du champ de vitesse, fournit une représentation des zones préférentielles d'écoulement lorsque la lave parcourt le bassin versant.*

Dès lors, du point de vue de l'ingénierie, le modèle 3D permet d'anticiper la façon dont l'écoulement va apparaître sur une plage de dépôt. Les dimensions et la géométrie de cette dernière peuvent être ainsi optimisées pour réduire les coûts de construction (limitation de la zone d'étalement, réduction de la hauteur des digues latérales des plateformes, etc.). De plus, le modèle 3D donne une tendance quant aux zones propices au dépôt de matériaux et fournit une estimation de la quantité de matériaux déposés. Ce dernier aspect peut servir d'information quant à la définition de la fréquence de vidange des plateformes après le passage d'un ou de plusieurs événements sur un même bassin versant.

5.4.5. Zone chenalisée à l'amont du pont

L'objectif de cette partie est de décrypter le comportement de la lave torrentielle à l'amont du pont, en s'intéressant aux débits et aux hauteurs (comparaison avec des hauteurs théoriques et aux résultats 2D). En effet, l'un des enjeux dans les études préliminaires menées par le RTM consiste à remplacer le pont routier afin de mettre en place une nouvelle structure de génie civil permettant à la fois aux véhicules de franchir le torrent de la Vaudaine mais aussi de pouvoir résister aux écoulements de lave torrentielle.

Le dimensionnement d'un tel ouvrage s'appuie en partie sur les outils numériques 2D utilisés par le RTM. Il est donc primordial que les hauteurs d'écoulement soient correctement estimées dans la zone chenalisée en prévision du dimensionnement d'un nouvel ouvrage par exemple. Ainsi, on s'intéresse ici à comparer les résultats fournis par les modèles 2D et 3D, en mettant en avant les limites de chaque approche dans la représentation des écoulements dans la zone chenalisée.

A l'amont du pont, une partie de la lave torrentielle s'écoule dans un chenal dont la pente moyenne vaut 8,6 % (cf. Figure 259). La largeur au fond du chenal vaut 12 m et les berges possèdent une pente de 45°. Au chapitre 5.4.3, l'analyse a montré que les deux approches numériques ne conduisaient pas aux mêmes hauteurs dans la zone chenalisée.

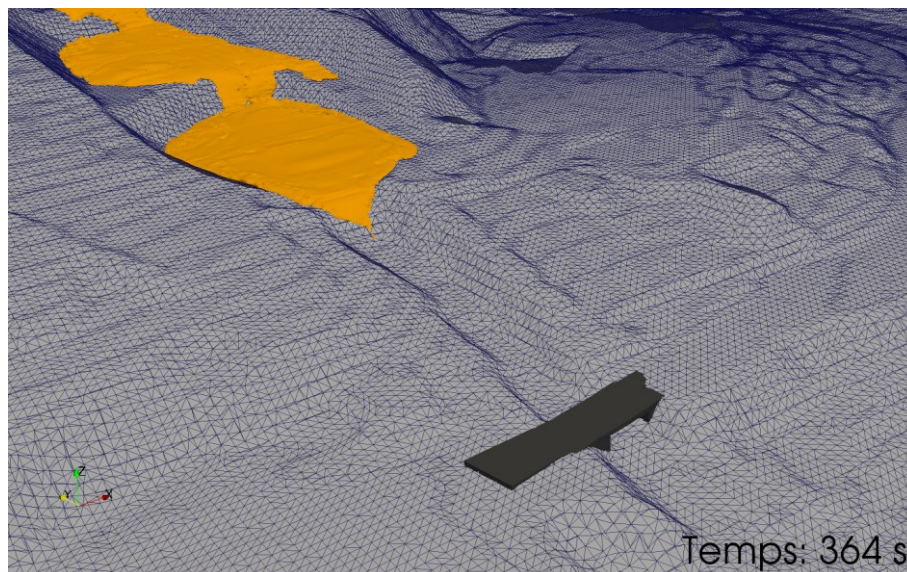


Figure 259 : Zone chenalisée à l'amont du pont routier dans le modèle 3D.

Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces différences en termes de hauteur entre les deux approches, notamment en lien avec les limites des approches numériques :

- Le domaine d'application pour lequel les modèles numériques ont été conçus,
- Le traitement du tenseur des contraintes au niveau des zones d'élargissements brusques à l'aval direct des chenaux étroits,
- Le traitement du rayon hydraulique dans le code de calcul.

5.4.5.1. Domaine d'application des codes numériques

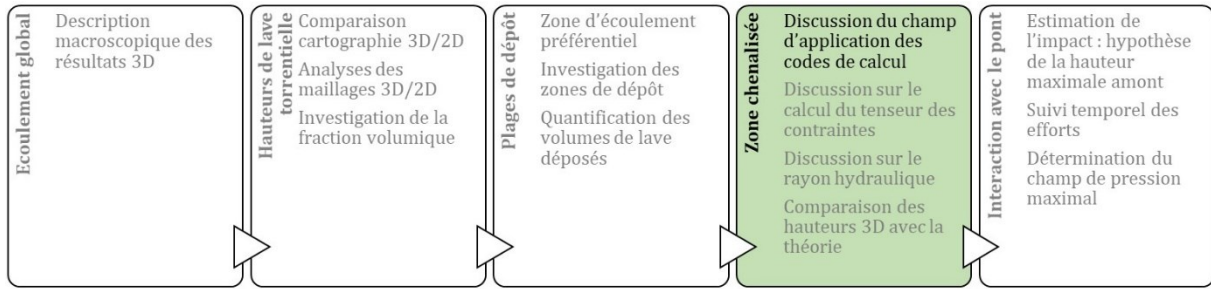



Figure 260 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Tout d'abord, le modèle bidimensionnel utilisé par le RTM a été développé pour des calculs d'écoulements à surface libre en l'absence de contractions fortes (Laigle *et al.*, 2003). Le domaine d'utilisation du code 2D concerne davantage les écoulements surgissant sur les cônes de déjection lors de l'étalement de la lave torrentielle. Le code est peu adapté à traiter des écoulements se produisant dans des zones chenalisées étroites comme celle rencontrée à l'amont du pont pour la Vaudaine. Au contraire, une approche numérique 3D est plus apte à s'appliquer à des écoulements avec un fort degré de contraction latérale (Biscarini *et al.*, 2016).

 *Le cadre d'application pour lequel les codes numériques ont été développés est un premier élément justifiant les différences observées en termes de hauteur dans la zone chenalisée entre les deux modèles numériques.*

5.4.5.2. Traitement du tenseur des contraintes dans les zones d'élargissement brusque à l'aval des chenaux étroits

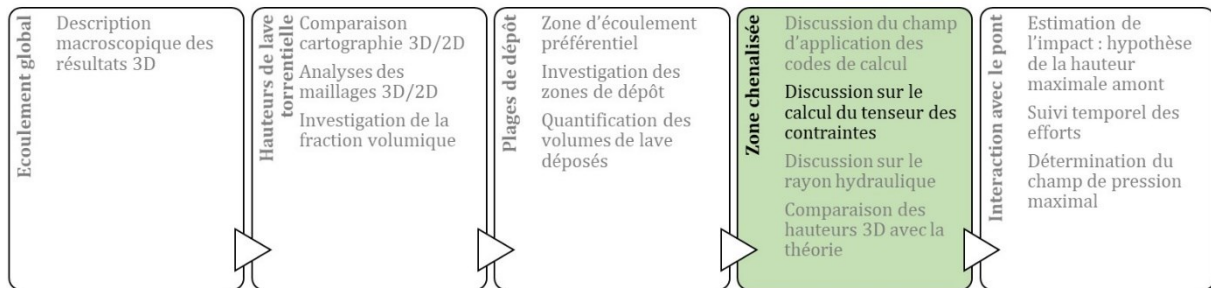



Figure 261 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Ensuite, les approches bidimensionnelles impliquent très souvent des divergences significatives (par rapport à des données expérimentales) dans la délimitation des zones d'étalement directement en sortie de zones chenalisées (Laigle, 1998; Remaître, 2006). Cet écart est causé principalement par la simplification du tenseur des contraintes qui néglige un certain nombre de composantes de cisaillement qui peuvent prendre des valeurs élevées au niveau d'élargissements brusques en sortie de chenaux étroits. Ainsi les hauteurs de lave torrentielle calculées par un code bidimensionnel au niveau de ces zones d'élargissements brusques s'éloignent des hauteurs réelles.

Par conséquent, les hauteurs d'écoulement calculées à l'amont des zones d'élargissement (dans la partie chenalisée) sont faussées. En comparaison, l'approche 3D ne simplifie pas le tenseur des contraintes mais utilise une approche complète de celui-ci. A première vue, ce constat conforte l'idée que le code numérique 3D représente avec plus de précision les écoulements qu'une approche 2D au niveau de la partie chenalisée. De récents travaux fournis dans la littérature renforcent cette hypothèse et fournissent de faibles écarts entre des données expérimentales et des résultats numériques pour des cas d'expansions et d'élargissements brusques (Weller, 2006; Alexandrou *et al.*, 2001; Norouzi *et al.*, 2016; Azizi *et al.*, 2013).

 *Le champ de contrainte est mieux décrit avec une approche tridimensionnelle complète en comparaison d'un code bidimensionnel pour des zones chenalisées.*

5.4.5.3. Traitement du rayon hydraulique dans les codes numériques

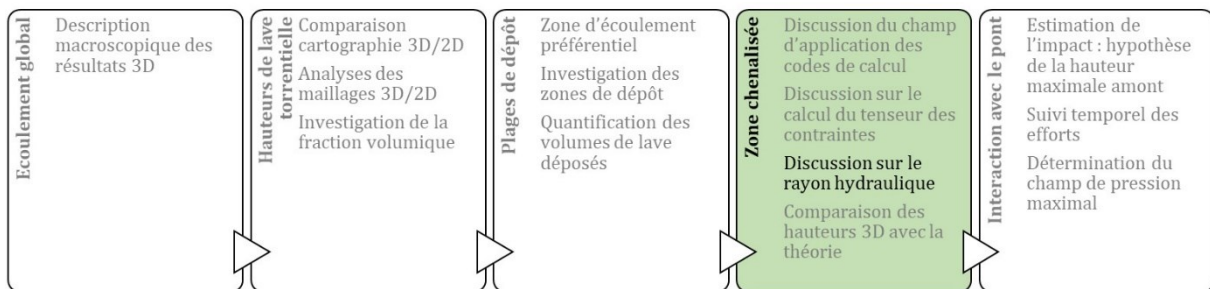


Figure 262 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Enfin, l'un des derniers aspects pouvant expliquer les différences de hauteurs entre les deux approches numériques concerne la manière dont le rayon hydraulique est traité. Par définition, le rayon hydraulique R_h est défini comme le rapport entre la section mouillée S_m de l'écoulement et le périmètre mouillé P_m . Dans le cas d'un écoulement chenalisé, quel que soit le maillage considéré, la section mouillée de l'écoulement S_m (m^2) est définie de la manière suivante :

$$S_m = bh \quad \text{Équation (56)}$$

avec b (m), la largeur de l'écoulement dans la cellule de calcul. L'expression du périmètre mouillé P_m peut varier selon la configuration retenue. En effet, dans le cas d'un maillage 2D, on peut supposer que la hauteur de l'écoulement est négligeable devant la largeur de l'écoulement : $h \ll b$. Ainsi, le périmètre mouillé peut être approximé par la largeur de l'écoulement. Il vient alors : $P_m \approx b$. Dès lors, le rayon hydraulique R_h est équivalent à la hauteur d'écoulement : $R_h \approx h$. Dans le modèle 2D, cette approximation a pour conséquence de considérer que le frottement se compose uniquement du frottement entre la lave et le fond du chenal dans lequel elle s'écoule. Ainsi, le champ de vitesse et particulièrement sa distribution verticale ne sont pas affectés par le frottement généré par les parois latérales du chenal (cf. chapitre 4.2.3.3). Une étude de sensibilité a été conduite afin de quantifier l'impact d'une telle approximation dans le cas d'une géométrie chenalisée comme celle présente à l'amont du pont de la Vaudaine.

En premier lieu, il convient de définir la section transversale de l'écoulement dans laquelle l'on souhaite effectuer les calculs de hauteurs selon les deux approches retenues. La section en travers choisie se situe 48 m en amont du pont routier (cf. Figure 263).

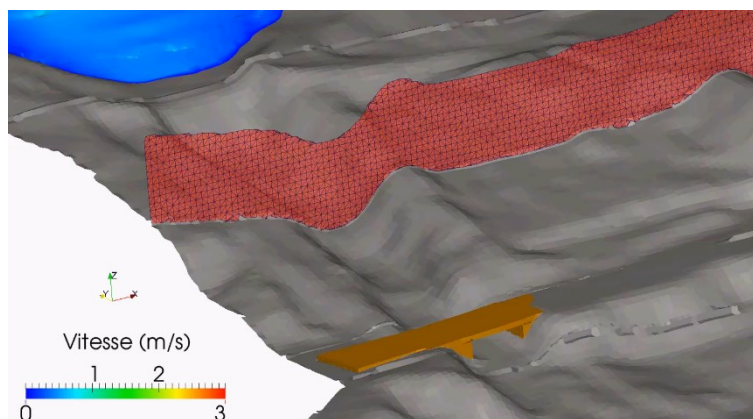


Figure 263 : Section en travers (en rouge) du chenal d'écoulement 48 m à l'amont du pont routier.

Le profil de cette section a été extrait selon la surface représentant le terrain naturel dans le modèle numérique 3D. La partie chenalisée a été ajustée à l'aide d'un gabarit rectangulaire, représentatif de la section d'écoulement, possédant une largeur de 12 m à sa base (cf. Figure 264). A cet endroit du chenal, la pente moyenne est égale à 8,6 %.

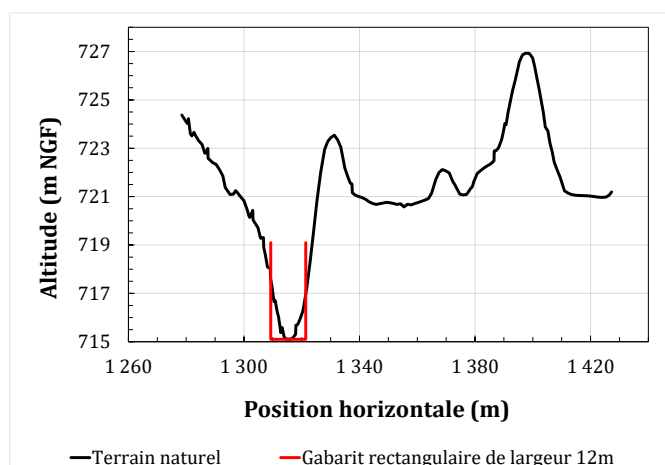


Figure 264 : Ajustement du chenal amont du pont par un gabarit théorique rectangulaire de 12 mètres de largeur.

Une seule hypothèse a été retenue pour la rhéologie. Nous avons considéré la condition Rhéo_2 utilisée pour la modélisation 3D, à savoir une contrainte seuil égale τ_c égale à 4 440 Pa (cf. Tableau 41). Afin de comparer l'impact de l'approximation faite sur le rayon hydraulique dans le code 2D, on propose de comparer des valeurs de hauteurs normales déterminées par les modèles analytiques de Coussot (Coussot, 1994) et Burger (Burger *et al.*, 2010), préalablement utilisés dans le cadre des expériences de Debiante (cf. chapitre 4.2.3). Pour chaque méthode de calcul, on supposera dans un cas que le rayon hydraulique est approximé par la hauteur d'écoulement (hypothèse faite par l'approche numérique 2D), et dans le cas contraire que celui-ci est équivalent au rapport entre la section mouillée et le périmètre mouillé (hypothèse correspondant davantage à l'approche numérique 3D).

Les résultats sont fournis par les Figure 265 et Figure 266, sous la forme de graphiques représentant l'évolution de la hauteur (en ordonnées) en fonction du débit (en abscisses avec une échelle logarithmique). Pour chaque figure, les courbes rouge et noire correspondent respectivement aux calculs déterminant le rayon hydraulique sans approximation (équivalent au modèle 3D) et avec l'approximation de la hauteur (équivalent au modèle 2D).

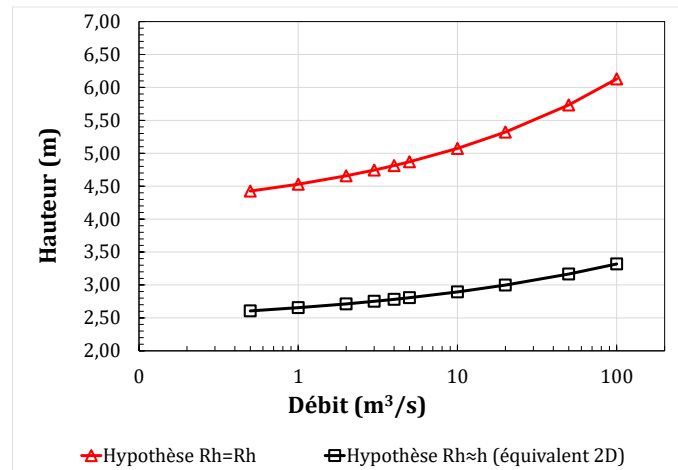


Figure 265 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_2, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Coussot (Coussot, 1994).

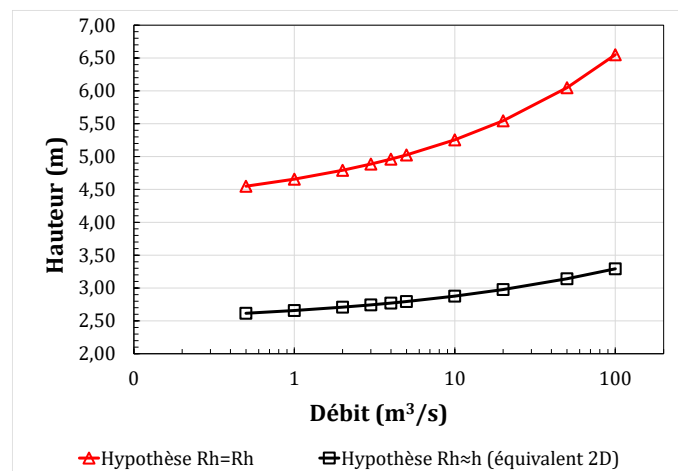



Figure 266 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_2, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Burger (Burger *et al.*, 2010).

Quel que soit la méthode considérée (Coussot ou Burger), on constate des hauteurs plus faibles dans le cas où le rayon hydraulique est approché par la hauteur, pour la rhéologie testée et sur l'ensemble de la plage de débit testée. En considérant la théorie de Coussot, un écart relatif moyen (sur toute la plage de débit) de l'ordre de 43 % est relevé. Celui-ci est d'environ 45 % en déterminant les hauteurs avec l'approche proposée par Burger.

Remarque : Une seconde hypothèse rhéologique a été testée en supposant la configuration Rhéo_1 (cf. Tableau 41). Les résultats sont présentés en Annexe 34. On note des écarts relatifs moyens de l'ordre de 22 % (méthode de Coussot) et de 24 % (méthode de Burger), en sous-estimation entre les deux approches. La tendance est la même que pour l'hypothèse Rhéo_2 : les hauteurs sont plus faibles si l'on approche le rayon hydraulique par la hauteur d'écoulement.

 Les résultats sont cohérents avec les observations faites précédemment entre les deux modèles numériques. Les frottements sont sous-estimés (et par conséquent la hauteur) quand le rayon hydraulique est approché. Les modèles 2D, se basant sur cette hypothèse, conduisent donc à sous-estimer les hauteurs d'écoulement.

A noter que l'analyse de sensibilité se base sur des calculs de hauteurs normales correspondant à un régime permanent uniforme. Toutefois en première approche, cela donne une tendance quant à l'évolution des hauteurs déterminées par les deux approches numériques.

5.4.5.4. Comparaison des hauteurs numériques 3D avec des valeurs théoriques

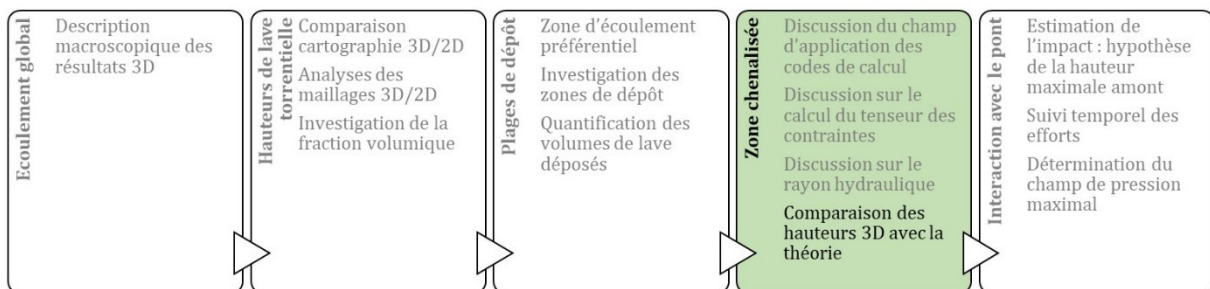


Figure 267 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Une comparaison entre les hauteurs issues de la modélisation numérique 3D et des valeurs théoriques est proposée dans ce paragraphe. En effet, le paragraphe suivant a permis de mettre en évidence les différences entre le code 3D et la modélisation bidimensionnelle dont l'un des inconvénients est la sous-estimation du frottement pariétal. Compte-tenu de ce constat et afin de conforter les résultats 3D dans la zone chenalisée, on propose ici de comparer nos résultats avec une approche théorique simple fondée sur les travaux de Coussot (Coussot, 1994). Le but est de valider ou non l'ordre de grandeur des hauteurs d'écoulement déterminées par le modèle 3D dans la portion chenalisée.

En premier lieu, il convient de définir une section transversale représentative de la géométrie de la portion chenalisée sur l'ensemble de sa longueur, à savoir du pied de la dernière plateforme jusqu'à la confluence du torrent de la Vaudaine avec la Romanche. Au paragraphe suivant, une section en travers rectangulaire a été utilisée 48 m en amont du pont (cf. Figure 263).

En considérant la longueur totale de la portion chenalisée (longueur définie par le plan de coupe violet sur la Figure 268), un compromis géométrique a été trouvé afin de représenter la section en travers du chenal sur toute sa longueur. Ainsi, une section trapézoïdale a été définie avec une petite base de 5,10 m et un fruit des berges à 45°. Sur la longueur de chenal définie, la pente moyenne du torrent au centre de celui-ci a été estimée à 15,9 %.

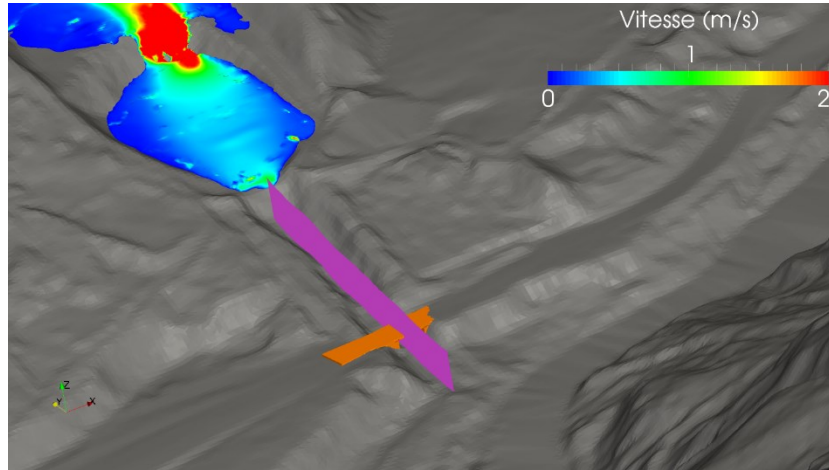


Figure 268 : Section longitudinale (en violet) du chenal d'écoulement, au centre du torrent.

Une seule hypothèse a été retenue pour la rhéologie. Nous avons considéré la condition Rhéo_2 utilisée pour la modélisation 3D, à savoir une contrainte seuil égale τ_c égale à 4 440 Pa (cf. Tableau 41). Afin de juger de l'ordre de grandeur des hauteurs déterminées par le code 3D dans la portion chenalisée, on propose de comparer les hauteurs numériques à des hauteurs normales déterminées par le modèle analytique de Coussot (Coussot, 1994). On supposera dans l'application de la relation théorique que le rayon hydraulique n'est pas approximé par la hauteur d'écoulement.

Les résultats numériques ont été extraits en termes de hauteur d'écoulement et de débit à l'amont du pont (environ 48 m en amont du pont). Les variations dans le temps de ces deux quantités sont tracées et synthétisées par la Figure 269. Sur cette figure, la courbe verte représente les variations de la hauteur de lave torrentielle au cours du temps alors que les fluctuations du débit sont représentées par la courbe en pointillés rouges. Nous nous sommes intéressés principalement au passage du pic de débit dans la zone chenalisée. Par conséquent l'intervalle de temps du graphique est compris entre 0 s et 1 400 s.

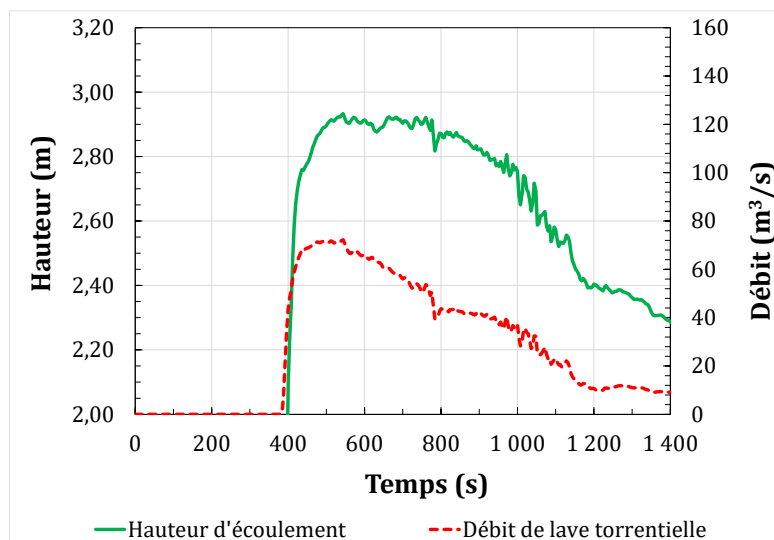


Figure 269 : Résultats numériques de la simulation n°3 : variations dans le temps du débit de lave torrentielle et de la hauteur de l'écoulement, 48 m en amont du pont routier.

Les hauteurs et les débits ont été relevés à différents instants de la simulation afin d'effectuer la comparaison avec les hauteurs théoriques. Ces dernières ont été calculées pour le débit relevé numériquement à chaque instant de la simulation. Le domaine d'application de la relation de Coussot a été contrôlé en vérifiant que la condition $hauteur/largeur < 4$ était bien respectée pour chaque calcul. Le Tableau 43 consigne les résultats en termes de hauteurs numériques et théoriques.

Remarque : Les hauteurs théoriques calculées à partir de la relation proposée par Coussot (Coussot, 1994) correspondent à des hauteurs normales. Ces valeurs correspondent davantage à des hauteurs observées lorsque l'écoulement apparaît en régime permanent uniforme, ce qui n'est pas le cas dans le chenal de la Vaudaine. Néanmoins, en première approche, ces calculs de hauteurs normales théoriques permettent de juger de l'ordre de grandeur des hauteurs déterminées par le modèle 3D.

Tableau 43 : Résultats numériques de la simulation n°3 : comparaison des hauteurs numériques 3D relevées en amont du pont avec des hauteurs normales théoriques, à différents instants de la simulation.


Temps (s)	Débit 3D (m ³ /s)	Hauteur 3D (m)	h/B	Hauteur théorique (m)	Ecart relatif entre hauteur 3D et hauteur théorique (%)
500	71,0	2,93	0,57	3,58	22 %
600	66,1	2,94	0,58	3,55	21 %
700	56,0	2,92	0,57	3,49	20 %
800	43,7	2,87	0,56	3,40	18 %
900	41,3	2,82	0,55	3,38	20 %
1 000	37,2	2,75	0,54	3,35	22 %
1 200	10,7	2,35	0,46	2,98	27 %

Pour les différents instants de simulation observés, l'écart relatif entre les hauteurs numériques et les hauteurs normales théoriques vaut en moyenne 21 %. L'écart maximal s'élève à 27 % pour le pas de temps $t = 1\ 200$ s. Malgré un régime d'écoulement différent du domaine d'application de la relation théorique, on constate des écarts relativement faibles. L'ordre de grandeur des hauteurs normales théoriques est sensiblement le même (aux alentours de 3 m). Cette comparaison permet de conforter, dans une certaine mesure, le calcul des hauteurs dans la partie chenalisée, par le code de calcul 3D. Cette analyse conforte la bonne représentativité du modèle 3D dans la reproduction de la physique des écoulements dans la portion chenalisée du bassin versant de la Vaudaine.

5.4.5.5. Conclusion intermédiaire sur la zone chenalisée

En conclusion de ce paragraphe consacré à la zone chenalisée en amont du pont, on peut noter deux éléments principaux issus de l'analyse des résultats 3D.

En premier lieu, le traitement des résultats a permis de montrer que le code 3D fournissait une meilleure représentativité du frottement pariétal dans la zone chenalisée. Une comparaison simple a conclu quant à la sous-estimation permanente du frottement pariétal par la modélisation bidimensionnelle. Par conséquent, les hauteurs numériques 2D sont sous-estimées par rapport aux valeurs réelles attendues sur le terrain.

 Dans cette configuration d'écoulement, le modèle 3D conduit à des hauteurs numériques plus proches de la physique réelle des écoulements. En effet, le rayon hydraulique n'est pas approché par la hauteur d'écoulement, par conséquent le frottement pariétal est entièrement reproduit par le modèle 3D.

Dans un seconde temps, les hauteurs numériques déterminées dans le chenal par le code 3D ont été confrontées à un calcul théorique. Celui-ci a abouti à un écart moyen de l'ordre de 21 % entre hauteurs numériques et théoriques. Compte-tenu du domaine de validité de la relation théorique ne s'appliquant pas parfaitement aux conditions d'écoulement observées dans la simulation 3D, on peut néanmoins retenir que les hauteurs déterminées par le modèle ne sont pas dénuées de sens physique dans la zone chenalisée.

5.4.6. Interaction de l'écoulement avec le pont routier

L'objectif de cette partie est d'analyser l'interaction entre la lave torrentielle et le pont routier en détaillant les débordements observés et l'impact mécanique subi par l'ouvrage.

La modélisation numérique 3D permet de décrire la dynamique et le comportement de la lave torrentielle quand elle rencontre le pont. Pour étudier l'impact, le champ de pression est un bon indicateur des contraintes mécaniques subies par l'ouvrage. Les pressions dynamiques sont difficiles à analyser et font toujours l'objet de sujet de recherche (Cui *et al.*, 2015; Hengbin *et al.*, 2013; Ng *et al.*, 2017; Huang *et al.*, 2007; Loup *et al.*, 2012; Hübl *et al.*, 2009; Armanini *et al.*, 2011; Proske *et al.*, 2011; Arattano & Franzini, 2002; Moriguchi *et al.*, 2009).

Dans le cas de la Vaudaine, l'analyse précédente des résultats montre que le modèle 2D n'est pas pertinent dans les parties chenalisées, notamment du point de vue des hauteurs d'écoulement. Les simplifications et les approximations faites dans le code numérique conditionnent fortement l'utilisation des données de hauteur et de vitesse pour estimer l'impact de la lave sur le pont.

Compte-tenu des limites que présentent le modèle 2D dans la zone chenalisée, les calculs d'impact sur le pont ont été menés selon l'approche empirique suivante par les services du RTM lors de l'étude de 2015. On considère, comme hypothèse de départ, un scénario d'écoulement d'une lave torrentielle fluide ($\tau_c = 2\,200$ Pa) avec une vitesse élevée et une hauteur faible ($h = 2$ m). L'approche 1D proposée par Coussot (Coussot, 1994) est employée pour déterminer la vitesse de l'écoulement (ici estimée à 7 m/s). Puis, l'impact mécanique est estimé sur la base de formules empiriques. De la littérature on peut distinguer trois groupes de formules :

- les formules dites « hydrostatiques » : elles ne sont pas les plus pertinentes car pour les écoulements rapides, l'énergie est surtout stockée dans le terme cinétique (Lichtenhahn, 1973; Armanini, 1997; Huebl & Holzinger, 2003) ;
- les formules dites « hydrodynamiques » : les plus adaptées aux écoulements observés dans le cas de la Vaudaine (Tiberghien, 2007; Zhang, 1993) ;
- les formules dites « mixtes » : elles tiennent compte à la fois de la hauteur et de la vitesse (Huebl & Holzinger, 2003).

Cette approche de calcul d'impact mécanique présente de fortes incertitudes (choix de la formule, loi représentative des conditions d'écoulement, pente, etc.) conduisant à des plages de résultats étendues. A titre d'exemple, dans le cas d'une lave torrentielle présentant un seuil d'écoulement τ_c égal à 4 400 Pa, les résultats sont compris entre 50 et 400 kPa, en utilisant les formules listées ci-dessus. Les formules dites « hydrodynamiques » conduisent aux plus petits résultats et logiquement les formules dites « hydrostatiques » fournissent les valeurs les plus fortes. Ainsi, on note toute la difficulté d'un point de vue ingénierie à estimer l'intensité de l'impact mécanique des écoulements de lave contre le pont du fait de la forte variabilité des résultats obtenus. Au maximum, on relève un facteur 8 entre le résultat le plus petit et la valeur la plus haute.

Au regard des limites que présentent la modélisation 2D et les approches retenues aujourd'hui pour estimer l'impact mécanique de la lave sur le pont, il s'agit ici d'exploiter les résultats de modélisation 3D pour apporter une information proche de la physique des écoulements en termes d'efforts mécaniques sur le pont. Le modèle numérique 3D fournit une représentation plus proche de la physique des écoulements dans la zone chenalisé en comparaison de la modélisation 2D (ce constat est conforté par les tests menés au cours des expériences de Debiane ; cf. chapitre 4.2). Les champs de pression et de vitesse sont décrits dans les trois directions de l'espace, sans aucune hypothèse simplificatrice, ni approximation.

Les simulations 3D effectuées ont mis en évidence des débordements de lave par-dessus le tablier de l'ouvrage pour la plupart des rhéologies testées (cf. Tableau 44). Au regard des observations faites, on cherche à quantifier l'impact de la lave torrentielle sur le pont pour les scénarios présentant des risques de mise en charge et de débordements. A titre d'exemple, nous avons choisi de développer les résultats de simulation correspondant une contrainte seuil à 4 400 Pa (simulation n°3).

Tableau 44 : Résultats des simulations 3D : observations au niveau du pont.

Configuration N°	Description	τ_c (Pa)	Observations numériques
Rhéo_1	Laves torrentielles relativement fluides	2200	Pas de débordement sur le tablier du pont
Rhéo_2	Laves torrentielles peu fluides	4400	Mise en charge et débordements sur le tablier du pont
Rhéo_3	Laves torrentielles visqueuses	6600	
Rhéo_4	Laves torrentielles très visqueuses	8800	

5.4.6.1. Recherche du cas le plus défavorable pour l'estimation de l'impact : hypothèse de la hauteur maximale à l'amont du pont

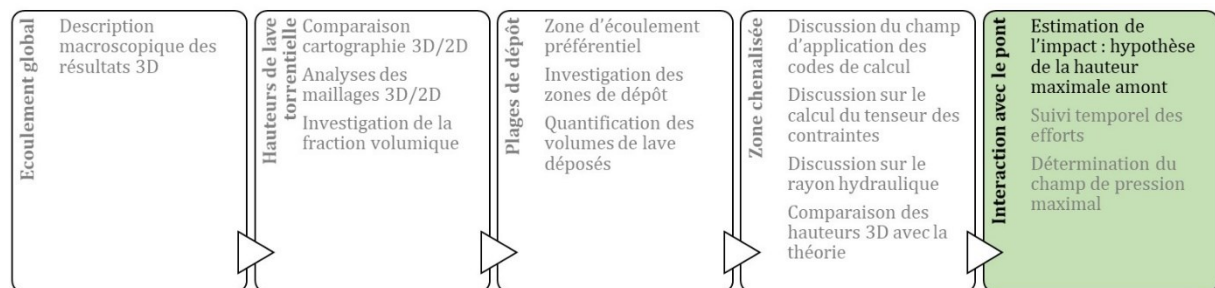


Figure 270 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

En première approche, on propose de déterminer l'impact mécanique de la lave sur le pont en considérant le cas le plus défavorable pour la structure de génie civil. Pour ce faire, on fait l'hypothèse que cette situation apparaît lorsque la hauteur à l'amont immédiat du pont est maximale. Les résultats de la simulation n°3 ont permis d'identifier précisément cet instant. Une hauteur maximale de 3,81 m est relevée au bout de 1 008 s de simulation (soit 16 min et 48 s).

La Figure 271 fournit une représentation de l'écoulement à cet instant au niveau du pont. Des débordements sont notés sur le tablier du pont (image de gauche sur la Figure 271). La hauteur maximale de lave sur la chaussée du pont est de 1,52 m. La hauteur maximale de lave dans le torrent (image de droite sur la Figure 271) a été relevée à 1,85 m en amont du tablier, au centre du chenal d'écoulement.

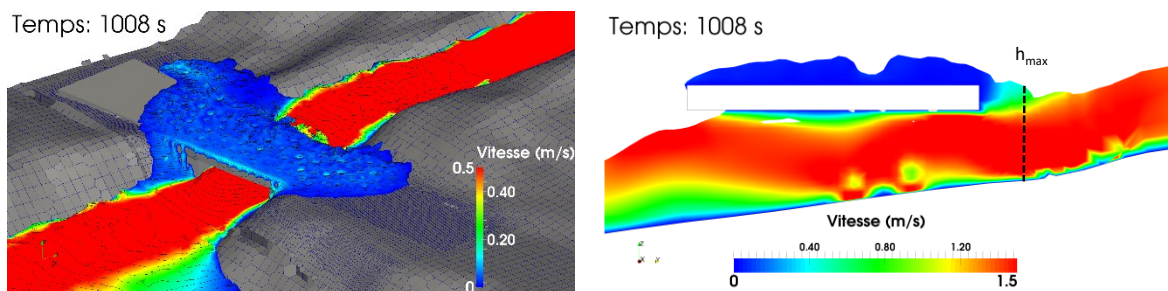


Figure 271 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1\ 008$ s : débordements de la lave torrentielle sur le pont routier (image de gauche) et profil en long des débordements de la lave sur le pont (image de droite) ; représentations coloriées selon l'intensité du champ de vitesse.

A cet instant, la représentation du champ de pression est un bon indicateur pour visualiser les efforts subis par l'ouvrage. Les Figure 272 et Figure 273 présentent l'intensité du champ de pression pour les différentes parties de l'ouvrage : tablier, section amont faisant face à l'écoulement, culée droite et culée gauche.

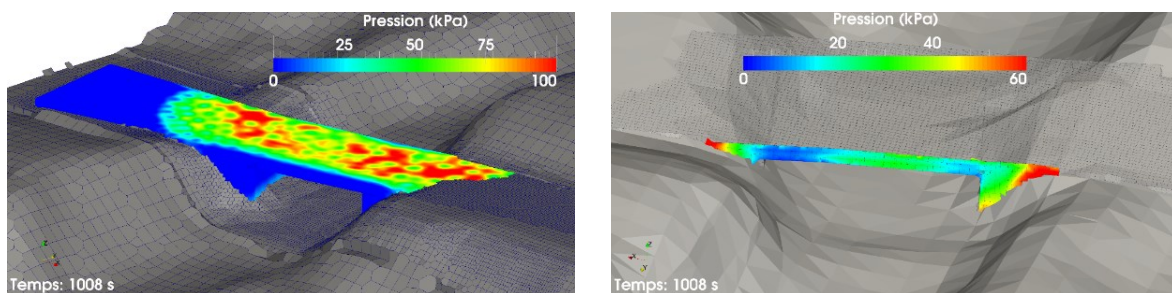


Figure 272 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1\ 008$ s : champ de pression sur le pont vu depuis l'aval (image de gauche) et champ de pression sur la face amont du pont (image de droite) ; représentations coloriées selon l'intensité du champ de pression.

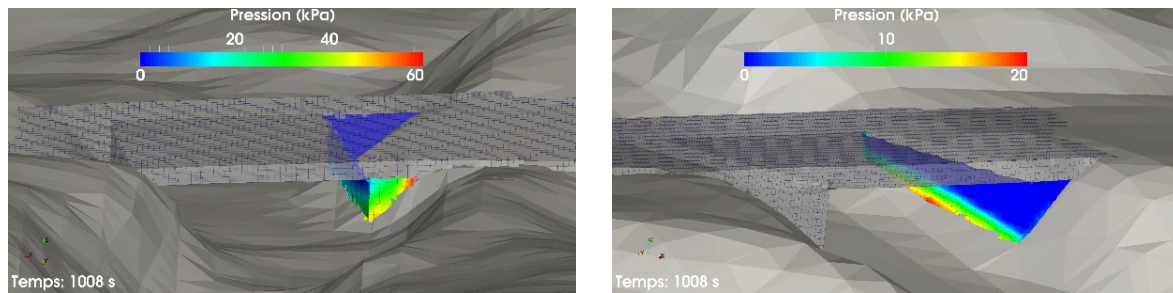


Figure 273 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1\ 008\ s$: champ de pression sur la culée en rive droite du pont (image de gauche) et sur la culée en rive gauche (image de droite) ; représentations colorisées selon l'intensité du champ de pression.

Dans un premier temps, on s'intéresse à la répartition de la pression sur les culées. En effet, certaines formules employées par le RTM dans les estimations d'impact mécanique font l'hypothèse d'une répartition hydrostatique de la pression selon la verticale. Dès lors, on souhaite affirmer ou infirmer cette hypothèse en s'appuyant sur les résultats numériques. Le modèle 3D conduit à une pression au pied de la culée en rive droite (face amont uniquement) de 50,2 kPa (pour $t = 1\ 008\ s$). Confrontons ce résultat à la valeur fournie par un calcul de pression en hydrostatique dont l'expression est donnée par l'Équation (57) :

$$p = \rho gh \quad \text{Équation (57)}$$

Soit :


$$p = 2000 \times 9,81 \times 3,81 = 82,2\ kPa \quad \text{Équation (58)}$$

Le calcul aboutit à un résultat nettement supérieur à celui fourni par le modèle 3D, de l'ordre de 30 kPa en plus. On constate ainsi, en première approche, que la distribution de pression n'est pas hydrostatique au niveau des culées du pont, et donc face au tablier. Cela va donc à l'encontre des formules dites « hydrostatiques » actuellement employées par le RTM pour l'estimation de l'impact mécanique de la lave.

Dans un second temps, on s'intéresse aux valeurs maximales de pression observées sur l'ouvrage à l'instant $t = 1\ 008\ s$. Sur le tablier, le modèle 3D indique une pression maximale de 118 kPa. Sur la culée en rive droite, la valeur maximale atteint 65 kPa alors qu'elle est seulement de 21 kPa sur la culée en rive gauche. Compte-tenu de l'impact frontal de la lave vis-à-vis du pont, on s'attend à ce que les efforts subis soient plus importants sur la face amont de l'ouvrage faisant face à la lave.

Dès lors, on relève une pression maximale d'environ 87 kPa sur la face amont du tablier. Sur la face amont des culées en rive droite et gauche, on note respectivement des valeurs maximales de 65 kPa et de 18 kPa. Enfin, en intégrant le champ de pression sur la face amont du pont, la force totale exercée par la lave à l'instant $t = 1\ 008\ s$ peut être quantifiée. A ce moment, les résultats 3D conduisent à une force totale de l'ordre de 596 kN sur la face amont du pont.

Le modèle 3D permet de caractériser l'impact de l'écoulement sur le pont routier via l'analyse du champ de pression. En faisant l'hypothèse que le cas le plus défavorable concorde avec la hauteur maximale à l'amont du pont, les calculs indiquent que l'ouvrage subit une force totale d'environ 600 kN. Pour estimer les impacts, le RTM considère, en plus d'une hauteur amont, une vitesse d'approche de l'écoulement face au pont. L'hypothèse alors retenue n'est pas forcément celle de la hauteur maximale amont.

 *Il est probable que la configuration analysée dans ce paragraphe ne soit pas représentative de l'instant où l'ouvrage subit les sollicitations les plus intenses. Nous investiguons au paragraphe suivant la simulation numérique sur toute sa durée afin d'identifier l'instant correspondant à la sollicitation mécanique maximale.*

5.4.6.2. Evolution dans le temps des efforts subis par le pont : recherche de la sollicitation mécanique maximale et décryptage de l'interaction de la lave vis-à-vis du pont

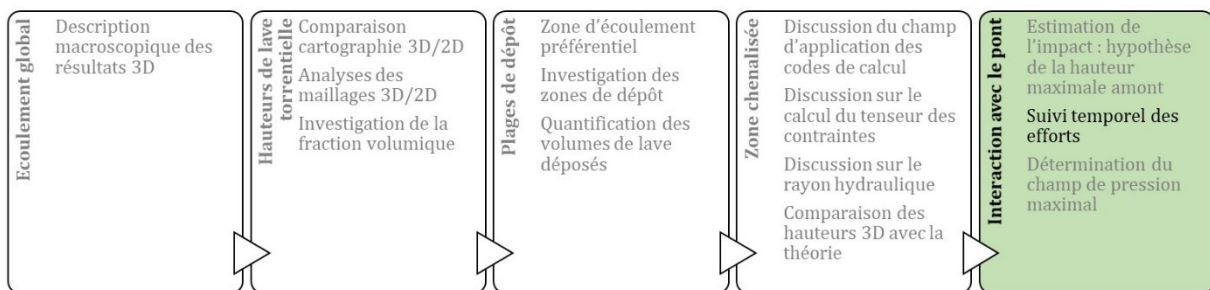


Figure 274 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

Jusqu'ici l'impact de la lave a été quantifié de la sorte : nous avons fait l'hypothèse que le cas le plus défavorable correspondait à l'instant où la hauteur maximale à l'amont du pont était observée ($t = 1\ 008$ s). Afin d'affirmer ou non cette hypothèse, nous proposons de suivre l'évolution dans le temps de l'effort de la lave sur le pont au cours de la simulation. Ainsi, il est possible d'identifier l'instant où l'ouvrage subit l'impact le plus fort selon les variations de l'écoulement.

La Figure 275 présente, dans le temps (axe des abscisses), la variation du débit de lave torrentielle à l'amont immédiat du pont (axe des ordonnées de gauche), et la variation de la force totale exercée par la lave torrentielle sur la face amont du tablier du pont (axe des ordonnées de droite). L'écoulement de lave torrentielle atteint le pont au bout de 400 s de simulation. Le débit (courbe rouge sur la Figure 275) augmente progressivement à partir de cet instant et atteint une valeur maximale proche de $70\text{ m}^3/\text{s}$ à environ 552 s.

Puis, le débit commence à diminuer, et ce jusqu'à la fin de la simulation. Sur le même intervalle d'observation, la force subie par le pont (courbe bleue sur la Figure 275) n'est pas nulle, ni constante. Une augmentation des efforts mécaniques est relevée à partir de 435 s, coïncidant avec l'arrivée de la lave au droit du pont. Le pic d'efforts mécaniques s'élève à 706 kN à l'instant $t = 1\ 036$ s. Son apparition n'est pas concomitante avec le pic de débit enregistré à 552 s. Au-delà de cet instant, l'intensité des efforts mécaniques suit la même tendance que le débit (diminution progressive jusqu'à la fin de la simulation).

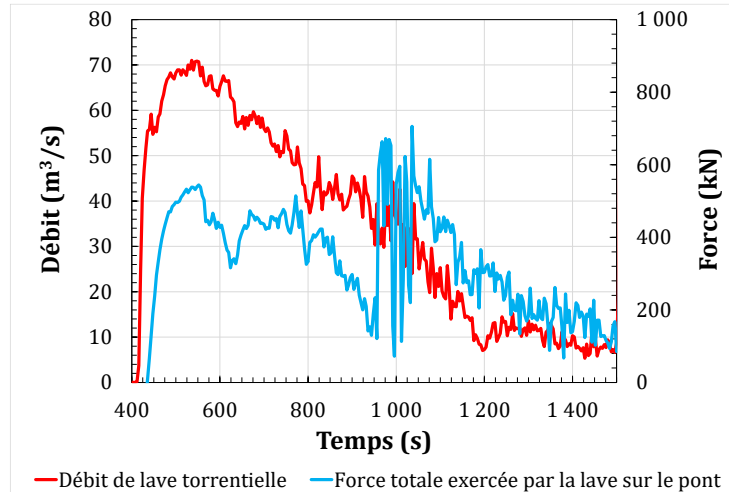


Figure 275 : Evolution dans le temps du débit de lave torrentielle au niveau du pont et de la force totale exercée par la lave sur le pont, pour la rhéologie Rhéo_2.

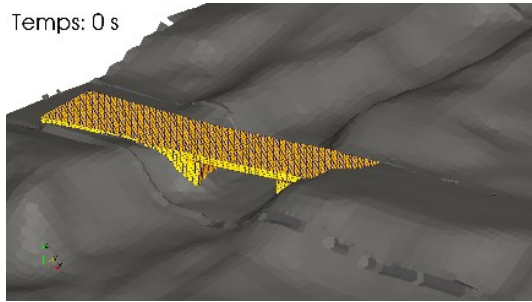
La sollicitation mécanique la plus intense ne correspond pas aux mêmes instants observés pour le débit maximal à l'amont du pont ($t = 552$ s) et la hauteur maximale à l'amont du tablier ($t = 1\ 008$ s). Pour tenter d'apporter une explication à cette observation, on propose de décrypter, sur la base des variations exposées par la Figure 275, les différentes séquences d'écoulement au niveau du pont, sur l'ensemble de la durée de la simulation n°3.

Ce décryptage de l'écoulement aboutit aux conclusions suivantes.

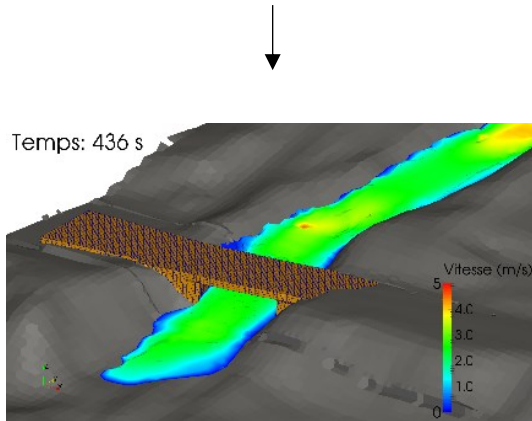
- *Les efforts mécaniques maximaux subis par la face amont du tablier du pont ne sont pas concomitants avec l'observation de la pointe de débit ou de la hauteur maximale à l'amont de l'ouvrage. La modélisation 3D a mis en évidence une mise en charge du tablier du pont lors du passage de la lave torrentielle. Celle-ci favorise les débordements de la lave sur la chaussée par le côté amont de l'ouvrage et engendre des fluctuations fortes des efforts mécaniques sur le tablier dont l'atteinte d'un maximum à 706 kN.*



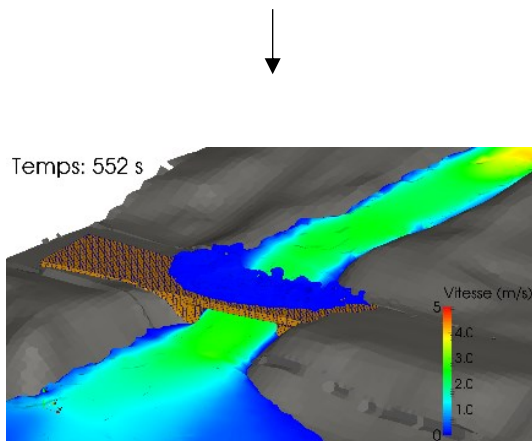
- *Le modèle 3D indique des dépôts de lave torrentielle sur la chaussée du tablier à $t = 1\ 500$ s. Ces volumes déposés ne sont pas présents à la fin de la simulation ($t = 6\ 000$ s). Or, entre $t = 1\ 500$ s et $t = 6\ 000$ s, on ne constate pas de remobilisation majeure des volumes déposés pouvant engendrer une remise en écoulement et un retour de la lave dans le chenal du torrent par le côté aval du pont. Ce constat met en évidence une limite du modèle numérique 3D à représenter correctement des volumes de lave déposés présentant de faibles hauteurs. En première approche, on suppose que ce biais est dû à la mauvaise représentation de la surface libre sur le tablier causée par un maillage trop grossier ne permettant pas de capter les fortes variations de la fraction volumique à cet endroit.*



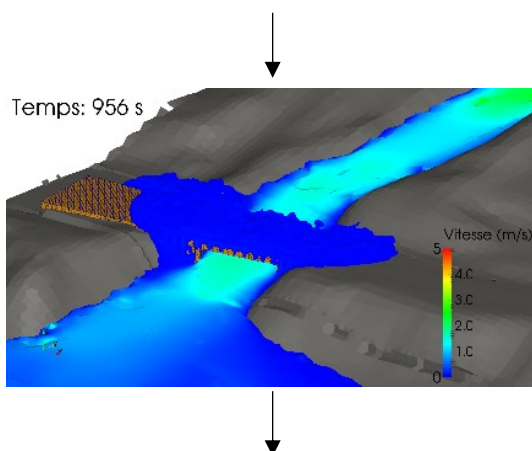
Aucun écoulement n'est observé au niveau du pont. La lave torrentielle parcourt le bassin versant à l'amont de la zone chenalisée. Les efforts sur le tablier sont donc nuls.



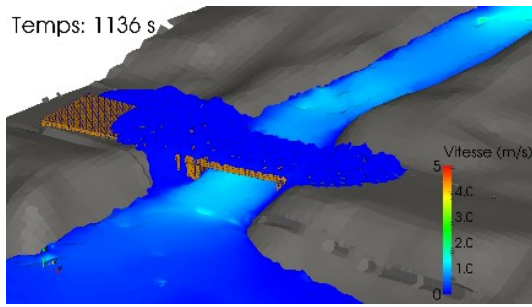
La lave atteint le pont. Le débit à l'amont de l'ouvrage ne cesse d'augmenter jusqu'à atteindre son maximum (70 m³/s). Cela provoque un écoulement de la lave, non seulement sous le tablier, mais aussi sur la chaussée. En effet des débordements sont constatés sur le pont. Sur cette même période, les efforts sur la face amont du tablier croient jusqu'à atteindre un premier pic à 545 kN.



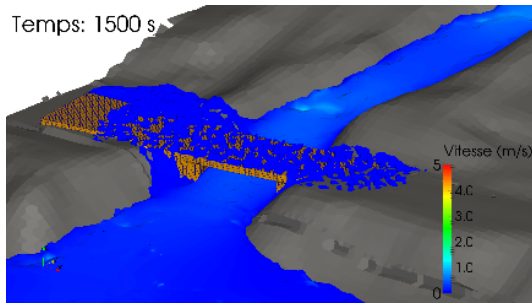
Le débit à l'amont du pont diminue progressivement et par conséquent la vitesse de la lave face au tablier également. Les efforts subis par l'ouvrage suivent la même tendance. Ils décroissent d'environ 415 kN sur cet intervalle. On constate un étalement progressif de la lave sur la chaussée, si bien que celui-ci atteint l'extrémité aval du tablier. La lave retombe alors dans le chenal du torrent et poursuit son écoulement vers la Romanche.



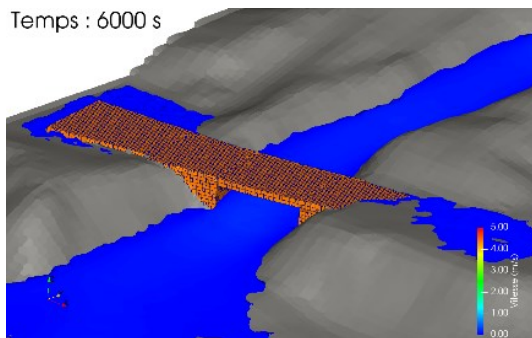
La lave s'écoule sous le tablier et continue de déborder sur la chaussée par l'amont du pont. Ces débordements sont transitoires et provoquent de fortes fluctuations des efforts exercés sur le tablier. La mise en charge du tablier est la cause des débordements.



La lave ne déborde plus sur la chaussée. Sur le tablier, la hauteur de l'écoulement a diminué progressivement laissant place à quelques zones de dépôts immobiles. Le débit amont et les efforts mécaniques diminuent progressivement engendrant la fin de la mise en charge du tablier.



Le reste du volume de lave injecté à l'amont du modèle (hydrogramme triangulaire) s'écoule au niveau du pont sans provoquer de débordements.



5.4.6.3. Détermination des sollicitations mécaniques maximales pour chaque élément de surface du pont routier : suivi du champ de pression sur l'ensemble de la simulation.

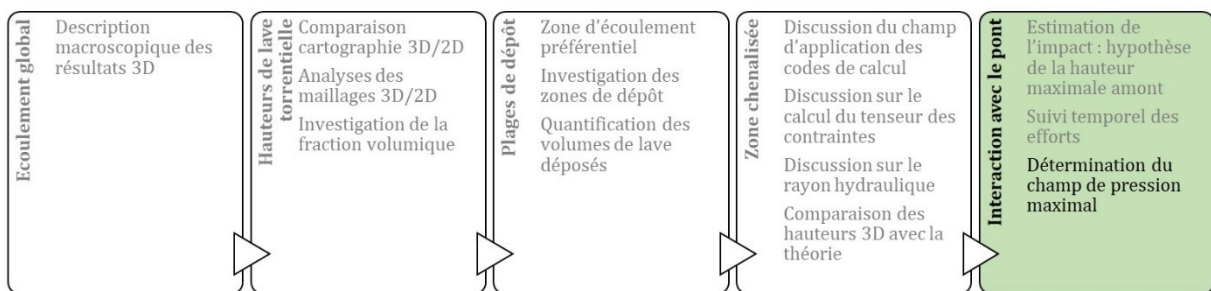


Figure 276 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.

L'écoulement de la lave au niveau de l'ouvrage (notamment les débordements) implique que la force maximale exercée sur un petit élément de surface n'est pas forcément concomitante avec l'élément de surface voisin. En d'autres termes, la pression n'est pas spatialement uniforme. La modélisation 3D permet de représenter le champ de pression où les valeurs de chaque surface

élémentaire de l'ouvrage (fonction du maillage) correspondent aux valeurs maximales enregistrées au cours de la simulation.

A titre d'exemple, la pression maximale d'une surface élémentaire, notée S_1 , est observée au pas de temps $t = 448$ s alors que la pression maximale de la surface élémentaire voisine, notée S_2 , est observée au pas de temps $t = 320$ s. En suivant la variation de pression pour chaque surface élémentaire décrivant la géométrie globale du pont, on peut relever pour chacune d'entre elles la valeur maximale atteinte en termes de pression.

Dès lors, on obtient une représentation globale des efforts maximaux enregistrés à chaque point de l'ouvrage sur l'ensemble de la simulation. Les résultats sont présentés par la Figure 277. L'ouvrage est représenté avec une palette de couleur qui correspond à l'intensité de la pression maximale enregistrée pour chaque surface élémentaire. Cette échelle colorimétrique est bornée avec une valeur haute à 100 kPa. Cela implique que toutes les zones en rouge correspondent à des endroits où les efforts ont atteint voire dépassé le seuil de 100 kPa.

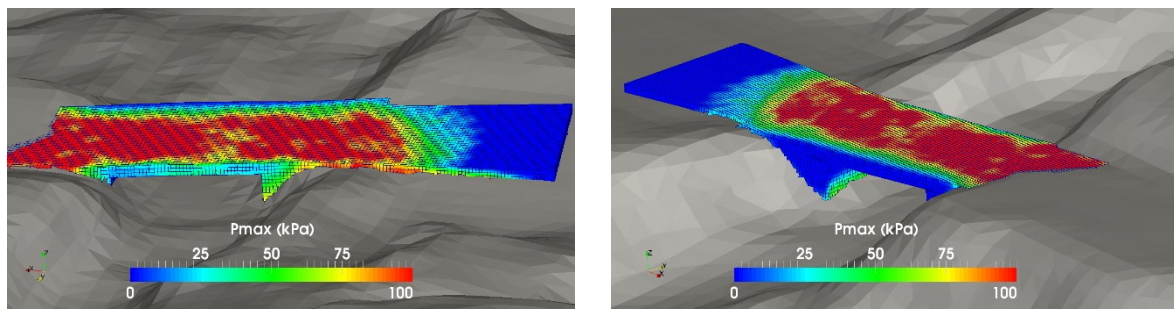


Figure 277 : Efforts maximaux subis en tout point du pont routier, pour la rhéologie Rhéo_2 : champ maximal de pression sur le pont vu depuis l'amont (image de gauche) et depuis l'aval (image de droite).


5.4.6.4. Conclusion intermédiaire sur l'interaction avec le pont routier

En conclusion de cette partie portant sur l'interaction entre l'écoulement de lave avec le pont routier, plusieurs aspects sont à relever.

Du fait de la difficulté de la modélisation 2D à représenter avec finesse les caractéristiques de l'écoulement dans la zone chenalisée, il n'est pas d'usage d'exploiter les résultats numériques bidimensionnels pour estimer l'impact des écoulements sur la structure du pont routier. La solution, utilisée actuellement par le RTM dans le cadre de ses études d'ingénierie, réside dans des approches empiriques. Toutefois, ces dernières conduisent à des calculs d'efforts sur la structure pouvant présenter une forte variabilité en termes d'intensité selon la méthode retenue (formulations hydrodynamiques, hydrostatiques, etc.). A titre d'exemple, dans le cas de la Vaudaine, l'ordre de grandeur des pressions d'impact (estimées à partir des formulations hydrodynamiques, hydrostatiques, etc.) est de 300 kPa au niveau des culées du pont, en considérant une hauteur de lave de 2 m et une vitesse de 7 m/s au niveau de l'impact. Cet ordre de grandeur est supérieur à la valeur d'impact maximale déterminée sur le tablier avec le modèle 3D qui était d'environ 118 kPa (cf. chapitre 5.4.6.1).

L'analyse des résultats proposée ici a montré que le modèle 3D pouvait être une réelle alternative au diagnostic structurel de l'ouvrage. En effet, la simulation numérique 3D apporte une plus-value intéressante quant à la description de l'interaction entre la lave et le pont, notamment vis-à-vis des sollicitations mécaniques. Le modèle 3D permet d'identifier notamment les variations temporelles des contraintes mécaniques sur le pont. Ainsi, il est possible de quantifier la durée durant laquelle la structure subie des efforts supérieurs aux tolérances mécaniques supportables par l'ouvrage (données indisponibles pour l'ouvrage étudié).

Enfin, le calcul des sollicitations mécaniques en tout point de l'ouvrage est un bon indicateur en vue d'éventuels travaux de génie civil sur l'ouvrage. En confrontant les efforts maximaux aux limites de résistance mécanique du pont, on peut anticiper la rupture éventuelle de l'ouvrage et prévoir sa destruction partielle ou complète. Dès lors, on peut optimiser le renforcement de la structure en prévoyant d'augmenter la densité du ferrailage uniquement dans les zones où les sollicitations sont les plus fortes. Par conséquent, les coûts des travaux de restructuration peuvent être réduits.

 *La modélisation numérique 3D se distingue donc fortement de l'outil bidimensionnel dans l'analyse de l'interaction des écoulements de lave torrentielle avec des ouvrages de type pont routier.*

5.5. Conclusion du chapitre 5

5.5.1. Conclusion de la mise en œuvre du modèle 3D à un cas grandeur nature

Ce chapitre a présenté l'application du code de calcul 3D pour l'étude des écoulements à surface libre de laves torrentielles. La collaboration établie avec les services du RTM de l'ONF de Grenoble a permis de traiter un cas réel de bassin versant faisant l'objet d'événements fréquents.

Le bassin versant de la Vaudaine a été analysé à travers une démarche complète de modélisation 3D. Celle-ci inclut la création d'une géométrie 3D basée sur un modèle numérique de terrain, la génération d'un maillage complexe adapté à la topographie accidentée de la zone montagneuse, un panel de scénarios rhéologiques représentatif de différents types de laves torrentielles, et une analyse sous plusieurs aspects des résultats de modélisation.

Le but était de juger le potentiel d'un modèle tridimensionnel à simuler de tels écoulements et d'estimer la plus-value apportée par un telle approche de simulation en comparaison notamment des outils 2D utilisés actuellement en ingénierie. Pour ce faire, quatre scénarios rhéologiques ont été simulés en mettant en œuvre la régularisation bi-visqueuse proposée dans le code OpenFOAM. Deux maillages avec des tailles de cellules différentes ont été mis en œuvre afin que le domaine de calcul soit représentatif de la topographie locale. Le pont routier de la RD1091 a également été pris en compte en tant qu'ouvrage singulier à fort enjeu (risque de débordements). Les simulations ont permis de suivre l'écoulement d'un volume de lave de 75 000 m³ parcourant le bassin versant de la Vaudaine. Au maximum, les calculs ont été menés sur une durée de 6 000 s.

Les résultats de simulation ont été analysés sous différents aspects : décryptage phénoménologique des écoulements dans leur globalité, calculs des hauteurs de lave après passage de l'événement, étude de la dynamique des écoulements au niveau des plages de dépôts,

caractérisation de l'écoulement dans la portion chenalisée, et dissection de l'interaction entre la lave torrentielle et le pont routier. A travers ces cinq aspects, le potentiel du code de calcul 3D a pu être évalué.

En premier lieu, les simulations effectuées ont permis de mettre en évidence plusieurs aspects phénoménologiques liés aux écoulements de la lave sur le bassin versant. **De l'amont vers l'aval, le modèle numérique 3D a reproduit le phénomène de dépôt au niveau des plateformes à faible pente en amont du pont, puis les débordements de matériaux sur le tablier du pont, et enfin l'étalement de la majorité du volume injecté au niveau du cône de déjection.** A ce niveau d'analyse, le modèle numérique 3D ne se distingue pas des outils 2D employées communément par le RTM pour ce type d'écoulement.

Dans un second temps, une cartographie des hauteurs des écoulements après passage des événements a été réalisée. Les résultats 3D ont été confrontés à ceux issus des calculs 2D. Des différences apparaissent entre les deux approches numériques. **A l'issue des simulations, on constate que le modèle 3D transporte davantage le volume injecté vers l'aval au niveau du cône de déjection.** Les hauteurs les plus importantes sont observées dans cette région du bassin versant. **Au niveau des plages de dépôts, un écart de l'ordre de 40 % a été relevé en termes de hauteurs maximales entre les deux modèles (valable pour la dernière plateforme). Enfin, le modèle 3D se distingue du code 2D dans la zone chenalisée : les hauteurs calculées sont plus importantes d'environ un mètre (pour la hauteur maximale).** Une différence notable a également été notée au niveau de la zone de l'ancienne carrière d'extraction de matériaux.

En effet, les calculs 2D conduisent à une séparation de l'écoulement en deux branches distinctes : l'une dans le prolongement du pont et suivant le talweg principal du torrent, la seconde débordant à l'aval de la dernière plateforme et se dirigeant vers la chaussée de la route départementale. Les simulations 3D ne fournissent pas le même comportement de la lave. Les résultats 3D ont été investigués sous différents angles (qualité du maillage, diffusion numérique, calcul de la fraction volumique) afin de déterminer la cause de l'absence de débordements près de la carrière. Une analyse de sensibilité de la fraction volumique a permis de mettre en avant le fait que le modèle 3D présentait une certaine limite à reproduire les écoulements à cet endroit du bassin versant. Compte-tenu des faibles hauteurs et des fortes variations verticales de la fraction volumique sur les premières cellules du maillage, la surface libre de l'écoulement ne peut être représentée avec le critère habituel supposant que l'interface se situe à l'endroit où α vaut 0,5.

En somme, **le modèle 3D se distingue principalement du 2D dans le calcul des hauteurs dans les zones chenalisées et aux endroits où les hauteurs sont très faibles (zone de l'ancienne carrière, partie amont du bassin versant présentant des fortes pentes). Le code 3D a néanmoins montré sa capacité à reproduire les étalements sur les plages de dépôts et sur le cône de déjection.** En ce qui concerne le débordement non capturé du côté de la carrière, une perspective à envisager pour répondre à ce biais de simulation serait d'améliorer le raffinement du maillage (réduction locale de la taille des mailles près du terrain naturel) dans cette région du domaine de calcul.

Le troisième angle d'analyse des résultats a concerné les plages de dépôts. **L'analyse du champ de vitesse a permis de mettre en évidence des zones d'écoulements préférentielles au sein**

de chaque plateforme à faible pente. Cette investigation a été complétée par la recherche des zones de dépôts potentielles liées à la présence de volumes rigides dans l'écoulement. Pour ce faire, le champ de contrainte a été calculé puis un critère basé sur la contrainte seuil a été supposé pour faire apparaître les volumes rigides non cisailés. Sur ce point, le modèle 3D présente une cohérence entre les variations du champ de vitesse et les endroits où les volumes rigides apparaissent. Le code représente bien la physique des écoulements sur ces aspects. Il se distingue de l'approche 2D.

En effet, en moyennant les valeurs selon la verticale, le code 2D réduit la possibilité d'identifier les volumes rigides au sein des écoulements et de distinguer les zones préférentielles d'écoulement de la lave. **Les volumes rigides ont pu être par la suite quantifiés et leur répartition spatiale a pu être établie.** Il apparaît que seulement 16 % du volume de lave injecté a pour destination finale les plages de dépôt. **Ainsi, le modèle 3D a montré ici une plus-value intéressante, par rapport à l'approche 2D, en fournissant une tendance quant à la dynamique des écoulements au niveau des plages de dépôts (identification des zones propices aux dépôts de matériaux, estimation des volumes déposés).**

Quatrièmement, l'étude a permis de caractériser l'écoulement dans la portion chenalisée. **Le modèle 3D a montré ici des différences notables vis-à-vis de la modélisation bidimensionnelle.** En premier lieu, l'analyse a permis de mettre en évidence le constat suivant : l'approche 2D a tendance à sous-estimer les hauteurs d'écoulements dans les parties chenalisées. En faisant l'hypothèse que le rayon hydraulique peut être approché par la hauteur d'écoulement, le frottement pariétal avec l'écoulement est réduit uniquement au contact avec le radier. Or, pour une configuration d'écoulement fortement chenalisée, comme cela est le cas de la Vaudaine, les parois latérales du chenal jouent un rôle non négligeable dans le ralentissement du fluide.

Le modèle 3D permet ici de prendre en compte l'ensemble du frottement du fluide avec le terrain naturel (radier et parois) et se rapproche davantage de la physique des écoulements. L'impact de l'hypothèse $R_h \approx h$ sur le calcul des hauteurs d'écoulements par le code 2D a été investigué à travers les approches de Coussot et Burger. On retiendra des écarts de l'ordre de 22 % à 45 % avec l'hypothèse ne retenant aucune approximation du rayon hydraulique. Cette analyse met donc en avant une limite de la démarche 2D pour les écoulements canalisés et justifie l'emploi d'une approche 3D plus adaptée à reproduire la physique des écoulements.

Ne pouvant pas comparer les résultats numériques 3D avec des données de terrain pour le site de la Vaudaine, une comparaison des hauteurs 3D avec des calculs théoriques en régime permanent uniforme a été effectuée en première approche. Elle a permis de valider l'ordre de grandeur des hauteurs calculées par le code 3D (écart relatif de l'ordre de 21 %). En conclusion, ce quatrième point d'analyse a mis en avant certaines limites du code 2D dans la reproduction de la physique des écoulements dans les zones chenalisées, justifiant l'approche tridimensionnelle proposée ici.

L'interaction entre la lave torrentielle et le pont routier a été le dernier aspect analysé à l'issue des simulations 3D dans la continuité du paragraphe précédent (écoulement dans la zone chenalisée). **Les résultats de simulations ont été utilisés afin de décrire le comportement de la lave torrentielle lorsque celle-ci rencontre le pont, déborde sur le tablier et sollicite mécaniquement la structure. La modélisation 3D se distingue particulièrement de**

l'approche 2D sur cet aspect de la façon suivante. Tout d'abord, **le code 3D prend en compte la déformation du champ de vitesse selon l'axe vertical**, ce qui n'est pas le cas du code 2D (intégration sur la verticale). Ainsi il est possible de **quantifier l'impact mécanique sur toute la structure**, du pied des culées jusqu'au sommet du tablier. **Les sollicitations mécaniques maximales peuvent alors être localisées spatialement et quantifiées ; la durée de leur effet peut être évaluée ; et l'on peut visualiser la partie de l'ouvrage subissant les efforts les plus contraignants** et prédire le point de rotation vis-à-vis de la rupture de l'ouvrage.

L'application du code de calcul 3D à un cas réel d'écoulements de fluide non-newtoniens à travers l'exemple des laves torrentielles a permis de mettre en avant des apports non négligeables d'une telle stratégie de modélisation dans l'étude de ce type d'écoulements à surface libre.

En bilan de cette application, retenons les quatre aspects suivants :

- ✓ *Le code 3D reproduit les étalements de la même façon que l'approche 2D sauf dans les zones où les hauteurs d'écoulements sont faibles (zone à forte pente) ;*
- ✓ *L'approche tridimensionnelle permet de constater des zones préférentielles d'écoulements au niveau des plages de dépôt, en lien avec l'apparition des volumes rigides dont la tendance est de se déposer sur le terrain naturel ;*
- ☞ ✓ *Dans une configuration d'écoulement chenalisé, le modèle 3D, de par la prise en compte totale du frottement pariétal, ne conduit pas à une sous-estimation des hauteurs d'écoulements, fait constaté pour l'approche bidimensionnelle ;*
- ✓ *L'interaction entre l'écoulement et un ouvrage de génie civil (de type pont par exemple) peut être décrite dans le temps et dans l'espace avec l'approche tridimensionnelle qui fournit une représentation physique plus complète des efforts exercés par la lave sur la structure.*

5.5.2. Discussion

5.5.2.1. Absence de confrontation des résultats 3D avec des mesures de terrain

Les résultats de la simulation 3D des écoulements de lave torrentielle ont été présentés. L'application a été introduite à travers un cas d'étude correspondant à un site réel. Malgré le fait que le modèle s'appuie sur la topographie réelle sur laquelle apparaissent les laves torrentielles, il n'a pas été fait mention d'une comparaison avec des données de terrain issues de mesures sur site.

En effet, pour le cas du bassin versant de la Vaudaine, aucune mesure de terrain n'était à notre disposition, réduisant ainsi la possibilité de confronter les résultats 3D à des relevés réels de hauteurs de dépôt par exemple. Dès lors, il a été convenu en concertation avec le RTM de Grenoble de mener les calculs 3D et de confronter les résultats numériques à ceux fournis par le modèle 2D actuellement employé le RTM pour l'étude des laves torrentielles. Le manque de confrontation du 3D avec des données de terrain apparaît comme une limite à l'application du code de calcul. Cela a pour conséquence de mesurer les conclusions établies à l'issue de ces travaux notamment vis-à-vis des performances du modèle 3D par rapport à ce que peut fournir une modélisation bidimensionnelle.

Comme il était précisé au départ lors de la définition des objectifs de ce travail de recherche, on s'intéressait ici à juger le potentiel des choix retenus pour la modélisation 3D à reproduire ce type d'écoulement et à identifier les points de différenciation avec une modélisation 2D. Il s'avère que les hypothèses faites par le code 2D conduisent à préférer la modélisation 3D pour l'étude de certains aspects des écoulements (écoulement chenalisé, identification des zones d'écoulement préférentiel, interaction avec les ouvrages).

Cela demeure cependant des conclusions intermédiaires à ce stade des travaux de recherche. Ainsi une des perspectives majeures à cette thèse est la validation des résultats de modélisation avec des données de terrain. Dans cette perspective, des discussions avec le RTM ont été menées afin d'envisager un prolongement de la collaboration permettant d'étudier les écoulements de lave torrentielle sur d'autres sites que celui de la Vaudaine sur lesquels des mesures de terrain sont disponibles pour d'éventuelles comparaisons avec le 3D.

5.5.2.2. Présentation de résultats d'analyse pour un seul des quatre scénarios rhéologiques

La modélisation 3D a permis de simuler le comportement de laves torrentielles dont le comportement varie entre des laves relativement fluides et des laves très visqueuses. Quatre hypothèses rhéologiques ont ainsi été établies sur la base de celles utilisées par le RTM lors de la modélisation bidimensionnelle. Cette gamme de paramètres rhéologiques a été sélectionnée car elle permet de tenir de la variabilité de comportement d'une lave d'un événement à un autre pour un même site d'étude.

Pour les quatre rhéologies différentes, la probabilité d'apparition du scénario a été estimée à dire d'expert (*Source : RTM 38, ONF, rapport d'étude de la Vaudaine, 2015*). Pour une contrainte seuil à 2 200 Pa (configuration Rhéo_1, cf. Tableau 41), la probabilité est considérée comme faible. Elle demeure faible à moyenne pour une contrainte seuil à 8 800 Pa (configuration Rhéo_4, cf. Tableau 41). La probabilité d'apparition de l'événement est considérée comme moyenne à forte pour les hypothèses rhéologiques avec des contraintes seuil à 4 400 Pa et 6 600 Pa (configurations Rhéo_2 et Rhéo_3, cf. Tableau 41).

Ainsi, en concertation avec le RTM, il a été choisi de développer davantage l'analyse des résultats des simulations 3D pour l'un des deux scénarios rhéologiques présentant une probabilité d'apparition plus forte sur le site de la Vaudaine. Ainsi, le choix s'est porté sur l'hypothèse rhéologique avec une contrainte seuil à 4 400 Pa (configuration Rhéo_2). Cela justifie donc la présentation restreinte des résultats 3D à la seule simulation n°3 correspondant à cette hypothèse de comportement de lave torrentielle.

CHAPITRE 6. Conclusion générale et perspectives

6.1. Conclusion générale

L'objectif de ce travail de recherche était de **juger le potentiel d'un modèle numérique 3D à simuler les écoulements à surface libre des laves torrentielles pour un cas grandeur nature.**

En amont de la modélisation, une **description phénoménologique** a mis en exergue les caractéristiques du phénomène naturel que l'on souhaite reproduire numériquement : **écoulement à surface libre laminaire d'un mélange boueux non-newtonien, présentant un seuil de mise en mouvement, s'écoulant avec un régime fortement transitoire.**

L'état de l'art a introduit les techniques et approches actuellement employées pour la modélisation des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens tels que les laves torrentielles. Cela a permis de distinguer les modèles granulaires des modèles viscoplastiques pour la représentation de la mécanique des laves torrentielles. Les méthodes numériques permettant de modéliser le seuil de contrainte d'un fluide de type Herschel-Bulkley ont été abordées : la comparaison oppose principalement les modèles régularisés et les approches variationnelles employant une minimisation avec Lagrangien augmenté. Les techniques de modélisation avec maillage et sans maillage ont été confrontées pour identifier quelle approche retenir pour représenter la surface libre des écoulements.

Enfin, l'état de l'art a montré qu'aujourd'hui l'étude des laves torrentielles dans un contexte d'ingénierie torrentielle s'appuyait majoritairement sur des **outils de calcul unidimensionnels (1D) ou bidimensionnels (2D)**. Ils permettent de reproduire les événements passés, d'analyser les écoulements, ou encore d'anticiper la dynamique des coulées pour des scénarios futurs et ainsi définir les zones de danger potentielles. Or ces approches numériques sont fondées sur des **approximations et hypothèses simplificatrices** et ne peuvent représenter pleinement le comportement à surface libre et non-newtonien des laves torrentielles.

Cette recherche s'est donc orientée vers une approche numérique tridimensionnelle pour modéliser les écoulements à surface libre de laves torrentielles.

Une approche employant un **modèle viscoplastique** a été retenue pour la modélisation de la rhéologie des laves torrentielles. Le modèle d'Herschel-Bulkley décrit le comportement complexe des laves qui ont pour particularité de présenter un seuil d'écoulement, sous lequel elles présentent un comportement rigide. **Deux modèles régularisés** ont été mis en œuvre pour

reproduire le comportement rhéologique des matériaux, notamment en approchant la région du seuil de contrainte par une viscosité numérique très grande, mais finie.

D'une part, la **régularisation bi-visqueuse a été investiguée** afin d'adapter son paramétrage aux écoulements à modéliser. D'autre part, la **régularisation de Papanastasiou a été nouvellement implémentée dans le code de calcul** en s'appuyant sur la bibliothèque OpenFOAM. Celle-ci a été comparée à la régularisation bi-visqueuse notamment pour la recherche des interfaces de transition entre les zones rigides et liquides au sein des écoulements non-newtoniens. Les modèles régularisés ont été appliqués pour des écoulements à **surface libre** puisqu'ils s'appuient sur les résultats hydrodynamiques d'un solveur multiphasique utilisant une **méthode dite des volumes finis** (*Volume of Fluid*).

Afin de **conforter** et de **valider les choix retenus pour la modélisation**, la capacité du modèle 3D a été évalué à travers une **série de cinq expériences** (Debiane, 2000; Luu *et al.*, 2015; de Souza Mendes *et al.*, 2007; Cochard & Ancey, 2009; Ancey & Cochard, 2009), réalisées sur des modèles physiques, dont les résultats sont issus de la littérature. Les écoulements mis en œuvre sont **représentatifs des typologies d'écoulement pouvant être rencontrées sur un bassin versant sujet aux laves torrentielles**. Les **résultats** obtenus avec le code de calcul 3D se sont montrés **satisfaisants**, avec un paramétrage adapté, **pour des écoulements à surface libre**.

En effet, pour les expériences de Debiane (Debiane, 2000), correspondant à un écoulement à surface libre dans un chenal étroit, la surface libre est reproduite numériquement avec un **écart** maximal de l'ordre de **10 % à 15 % en termes de hauteur**.

Pour les expériences de Cochard (Cochard, 2007), correspondant à des écoulements à surface libre sur des plans inclinés, la surface libre est évaluée numériquement avec un **écart** moyen de **15 % sur la position du front d'étalement** et de **6 % pour la largeur de l'étalement**. Les étalements du matériau non-newtonien sont bien reproduits notamment aux temps longs.

Concernant les expériences d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009), mettant en jeu des écoulements en canal étroit faisant suite à un lâché soudain, la surface libre est bien simulée par le modèle (**écart** moyen de l'ordre de **5 % sur la position du front de l'écoulement**). En revanche, les résultats sont dégradés sur les phases transitoires rapides : l'écart maximal sur la position du front est évalué à 26 % pour les expériences d'Ancey et à 20 % pour les écoulements de Cochard (17 % pour la largeur de l'étalement). Ces écarts plus importants s'expliquent par le caractère instable de l'écoulement qui favorise une mise en mouvement soudaine du matériau, passant d'un état rigide « à l'arrêt » à un état liquide « en mouvement ».

Afin de compléter les résultats portant sur la reproduction de la surface libre, des investigations ont été menées pour **évaluer les limites du code de calcul à représenter avec fidélité les transitions entre les zones rigides et liquides au sein des écoulements**. Les modèles régularisés bi-visqueux (Tanner & Milthorpe, 1983) et de Papanastasiou (Papanastasiou, 1987) ont été mis en œuvre dans le cadre des expériences de Luu (Luu *et al.*, 2015) et de de Souza-Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007). Les résultats obtenus confirment l'inaptitude des modèles régularisés à reproduire avec précision les interfaces de transition rigide/liquide. **Le modèle numérique n'est donc pas prédictif sur cet aspect.**

Ces deux séries d'expériences ont permis toutefois de **définir une tendance dans les résultats 3D**. Sur la base du champ de contrainte, **le modèle 3D sous-estime constamment la proportion de volume rigide dans les écoulements**. Les interfaces de transition (entre zones rigides et liquides) obtenues numériquement apparaissent dès lors à chaque fois comme des limites supérieures par rapport aux mesures expérimentales. Au mieux, les écarts en termes de volume (proportion de volume cisailé dans l'écoulement) dans une géométrie de type cavité (de Souza Mendes *et al.*, 2007) varient entre 7 % et 35 % par rapport à des mesures expérimentales.

Les résultats des tests numériques ont servi de support pour la validation des choix de modélisation pour la représentativité des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens. Ces choix ont conduit à la mise en application du code de calcul pour un cas grandeur nature d'écoulements à surface libre.

Pour ce faire, l'analyse a porté sur les écoulements de laves torrentielles sur le bassin versant de la Vaudaine situé dans les Alpes françaises. Les **résultats 3D** obtenus ont été **comparés** avec des approches numériques **2D** et des modèles unidimensionnels (**1D**). De l'analyse, il ressort que la modélisation 3D présente des différences notables en termes de hauteur d'écoulement et de zones d'étalement. Le code de calcul **3D se distingue** des outils actuels par sa **représentativité** des écoulements dans les **zones chenalées étroites** ou en **interactions** avec des **ouvrages**. Par ailleurs, les simulations **mettent en évidence des écoulements préférentiels** lors des événements notamment au niveau des **plages de dépôt**.

En conclusion de l'ensemble des investigations numériques menées au cours de ce travail de thèse, le modèle 3D développé permet de reproduire la surface libre des écoulements non-newtoniens avec une précision de l'ordre de 15 % sur la hauteur dans une configuration chenalée. Dans le cas d'étalement ou de rupture de barrage soudaine, les profils d'écoulements sont reproduits avec une bonne fidélité : le front et la largeur de l'écoulement sont évalués respectivement avec des écarts moyens de l'ordre de 10 % et de 6 %.

Un modèle numérique 3D est donc disponible et validé pour reproduire les écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens présentant un seuil de contrainte.

6.2. Perspectives

La mise en œuvre du modèle numérique 3D s'effectue dans le cadre d'une collaboration scientifique et technique avec le service RTM de l'ONF de Grenoble autour de la problématique phénoménologique des écoulements de laves torrentielles. Une des ambitions de cette collaboration est le développement d'un outil de calcul pouvant être utilisé de façon quotidienne dans une démarche d'ingénierie torrentielle. Le modèle 3D est utilisé à la fois comme outil pour le diagnostic des écoulements, suite à des événements passés, ou comme solution numérique pour tester plusieurs formes d'aménagements d'ouvrages dans le but de réduire la vulnérabilité des zones à fort enjeux en montagne (zones habitées, axe de communication, etc.). **Toutefois, le champ d'application du modèle numérique 3D est plus ouvert que la collaboration avec le RTM.** Celui-ci peut par exemple être utilisé dans d'autres contextes, industriels ou environnementaux, faisant intervenir des écoulements non-newtoniens : puits de forages, industrie cosmétique, avalanches, yaourts, etc., pour lesquels les problématiques opérationnelles sont variées.

Plus généralement, les perspectives de ce travail de doctorat sont les suivantes :

Au niveau scientifique

➤ **Aspect numérique**

- Améliorer et optimiser la description de l'interface (surface libre) pour les écoulements incompressibles diphasiques non-newtoniens, en **réduisant notamment les oscillations numériques et la diffusion**. Pour ce faire, il serait intéressant de s'orienter vers les **techniques de maillage dynamiques adaptatifs** de type AMR (Santacreu, 2006) permettant de ne pas dégrader la précision des solutions mais nécessitant une puissance de calcul plus importante. Il serait également intéressant de paralléliser cette méthode.
- Envisager un **couplage VOF-Level Set** du code de calcul 3D afin d'améliorer la représentation de la surface libre notamment vis-à-vis des perturbations numériques et des problèmes de **diffusion**. En effet, les présents travaux ont porté sur des écoulements à surface libre faisant intervenir différentes phases (fluide non-newtonien et air), caractérisées par des rapports de densité et de viscosité élevés. Les simulations ont mis en avant la difficulté à représenter correctement l'interface qui sépare les deux fluides immiscibles en jeu. La méthode VOF a été mise en œuvre. L'un de ses inconvénients est qu'elle engendre de la diffusion numérique. Pour résoudre cette difficulté, on peut envisager de combiner les avantages des méthodes VOF et Level-Set entre elles. La méthode Level-Set permet une meilleure localisation de l'interface et l'approche VOF permet de conserver rigoureusement la masse. De récents travaux ont mis en avant la capacité d'un tel couplage à reproduire des écoulements à surface libre présentant de fortes déformations (Dianat *et al.*, 2017).
- **Modifier le code de calcul avec un algorithme de type isoAdvector** (Roenby *et al.*, 2017) **en remplacement du schéma MULES** actuellement implémentée pour limiter la zone où se situe l'interface air/fluide. Ce type de schéma présente certains avantages. Il est conservatif et maintient la fraction volumique dans un intervalle physiquement cohérent (entre 0 et 1). L'interface demeure nette à l'intérieur de quelques mailles. Il fonctionne pour des maillages non structurés en 2D et 3D et présente une bonne efficacité, si bien qu'une fraction mineure du temps de calcul est dédiée à l'advection de l'interface. Néanmoins, le schéma MULES se montre parfois imprécis dans la résolution de l'advection de l'interface. Dernièrement, le schéma isoAdvector a été développé et a montré son efficacité à produire des interfaces nettes pour des écoulements 3D simples. Il serait intéressant de tester un tel schéma.
- Développer la capacité du code de calcul à **identifier des zones rigides et liquides** au sein des écoulements par la mise en œuvre des approches par formulation variationnelle et minimisation par Lagrangien augmenté. Cette approche a fait l'objet de travaux afin de l'adapter à la méthode des volumes finis notamment en 2D (Benallal, 2008; Vinay, 2005; Vinay *et al.*, 2007; Mendes *et al.*, 2016; Marly & Vigneaux, 2017; Fernández-Nieto *et al.*, 2018; Yavari & Ataie-Ashtiani, 2016; Acary-Robert *et al.*, 2012). Sur la base de ces travaux, le code de calcul 3D pourrait être optimisé de la sorte.

- Intégrer dans le code de calcul 3D **la thixotropie dans la description rhéologique numérique**. Dans le cas de fluides thixotropes, la viscosité dépend non seulement du gradient de vitesse mais aussi du temps et des traitements préalables que le fluide a subi (Barnes, 1997; Møller *et al.*, 2009) : on parle alors de fluide « à mémoire ». Après suppression de la contrainte appliquée au fluide, la viscosité retourne à sa valeur initiale suivant un temps plus ou moins long appelé temps de restructuration. En vue de l'application de l'outil 3D à d'autres matériaux non-newtoniens (les laves torrentielles sont très rarement thixotropes) pouvant présenter un caractère thixotrope (yaourt, bétons, boues de forage pétrolier), il serait intéressant de traiter cet aspect au regard des récents travaux ayant conduit à des résultats prometteurs (Syrakos *et al.*, 2015).
- A plus long terme, étudier la possibilité de **modéliser** dans la phase fluide **les particules rocheuses solides transportées notamment au niveau du front d'une lave torrentielle**. Il serait intéressant de déterminer la capacité du modèle actuel à intégrer cet aspect supplémentaire de la phénoménologie des écoulements en s'orientant vers des **méthodes de calcul hybrides** couplant les méthode des volumes finis et celle de type lattice Boltzmann (Janssen & Krafczyk, 2010; Maini, 2007).

➤ **Aspect expérimental**

- **Conforter** la validation du modèle numérique à travers une étude approfondie des expériences retenues pour les écoulements à surface libre. De façon pratique, faire varier la pente, le débit et la rhéologie pour les expériences de Debiane. Modifier les pentes et la rhéologie pour les expériences de Cochard et d'Ancey. **Le but est de pouvoir confronter les résultats numériques 3D à l'expérimental pour davantage de cas de figures.**
- Fiabiliser la représentativité du modèle 3D vis-à-vis de **l'aspect transitoire** des écoulements à surface libre **pour d'autres configurations d'écoulement**. A ce titre les expériences menées par Iverson (Iverson *et al.*, 2010) en canaux à forte pente à l'amont de plage d'étalement pourraient faire l'objet d'une analyse numérique.
- **S'intéresser aux interactions entre les écoulements non-newtoniens à surface libre avec des obstacles afin de conforter la représentation du champ de pression fournie par le code de calcul pour cette typologie d'écoulement** (lien avec l'interaction entre la lave et le pont du bassin versant de la Vaudaine). En effet, des travaux récents ont montré la capacité de l'approche VOF à reproduire fidèlement cette typologie d'écoulement (Fondelli *et al.*, 2015). Une confrontation des résultats numériques avec les expériences d'Armanini (Armanini *et al.*, 2011), de Zhou (Zhou *et al.*, 1999) ou de Yang (Yang *et al.*, 2010) pourrait être mis en œuvre ou encore une comparaison avec les résultats obtenus par des techniques de type SPH (Xu, 2016).
- Investiguer avec le modèle 3D des écoulements présentant des **instabilités** au niveau de la surface. A titre d'exemple, les écoulements de laves torrentielles sont sujets au phénomène de roll-waves perturbant fortement la surface libre. Sur cet aspect, un **comparatif numérique / expérimental** pourrait être mené en mettant en œuvre les expériences d'Allouche sur des plans inclinés (Allouche, 2014).

Au niveau industriel

- Evaluer la **représentativité** du modèle 3D à reproduire la physique des écoulements de lave torrentielle en **comparant les résultats numériques** obtenus pour un site grandeur nature sur lequel des **mesures de terrain** sont disponibles (relevés des hauteurs et des volumes déposés par exemple).
- **Comparer, pour un site grandeur nature**, les résultats du modèle 3D, fondé sur une approche de type **VOF**, avec des résultats issus de modélisation de type **SPH** (Smoothed-Particle Hydrodynamics), basée sur une stratégie de calcul sans maillage.
- **Appliquer l'outil 3D à des ouvrages de type seuils de correction torrentielle dans le contexte des écoulements de laves torrentielles.** L'un des enjeux est d'analyser le comportement de l'écoulement en amont de seuils de correction afin de déterminer le débit des crues du torrent à partir de mesure de hauteur d'eau. Deux questionnements scientifiques se posent ici. L'approche 0D de Coussot, régulièrement employée pour cette configuration d'écoulement, est-elle corroborée par des calculs 3D non-newtoniens ? L'hypothèse d'applicabilité aux laves torrentielles d'une loi de seuil calée en eau claire est-elle raisonnable ? Autrement dit, l'hypothèse d'une convergence vers le minimum énergétique au droit d'une chute, c'est-à-dire un Froude critique égal à 1, est-elle vérifiée ? Des réflexions préliminaires ont été menées avec l'Irstea sur ce sujet suite à l'application du code de calcul sur le site grandeur nature du bassin versant de la Vaudaine.
- **Traiter d'autres type de laves torrentielles.** En effet, le choix technologique effectué en amont de ces travaux a restreint la modélisation de la rhéologie des laves torrentielles viscoplastiques en faisant appel uniquement au modèle d'Herschel-Bulkley. Le modèle numérique 3D développé sur la base de cette hypothèse de départ possède aujourd'hui *a priori* la capacité de traiter d'autres rhéologies, notamment des laves torrentielles de type granulaire, ce qui cohérent avec la typologie des laves torrentielles rencontrées sur les bassins versants alpins à ce jour. Pour ce faire, un modèle rhéologique granulaire formulé pour les laves torrentielles tels que celui proposé par Forterre et Pouliquen (Forterre & Pouliquen, 2008) pourrait être envisagé dans le code de calcul actuel.
- **Appliquer le code de calcul numérique à d'autres domaines d'applications.** Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur la modélisation numérique des écoulements non newtoniens à travers l'exemple des laves torrentielles. Or, de façon plus générale, les travaux menés au cours de cette thèse ont permis de traiter des écoulements non newtoniens d'autres fluides, notamment des produits frais laitiers (yaourts) et des boues de station d'épuration. Ces applications menées en parallèle des travaux concernant les laves torrentielles apparaissent aujourd'hui comme des ouvertures vers toutes les potentialités existantes pour lesquelles le code numérique développé pourrait être appliqué. En effet, les fluides non-newtoniens sont présents dans de multiples domaines d'application mettant en oeuvre des problématiques d'écoulement : secteur de la chimie et des matières plastiques (plastiques fondus, textiles, sacs en plastique, détergents, gilets pare-balles, élastomères, résines synthétiques, nylon, pâte à papier), de l'agroalimentaire (ketchup, miel, blanc d'œuf, fromages fondus, épaississants, soupes, sauces), des produits de consistance liquide, gélatineuse ou pâteuse (peintures, vernis, colles, laques, teintures, encres, pâte à ciment, verre fondu), du corps et de la santé (dentifrice,shampooing, gels,

décolorants, sang, mucus, rouge à lèvres), des phénomènes naturels (manteau terrestre, sable mouillé, coulées de boues, avalanches, glaciers) ou encore du pétrole et de ses dérivés (pétrole, huiles automobiles, additifs polymères, fluides étanches, bentonite, lit fluidisé (combustion chaudières), lubrifiants).

Références bibliographiques

- Abdali, S.S., Mitsoulis, E. & Markatos, N.C. (1992). Entry and exit flows of Bingham fluids. *Journal of Rheology*, 2(36): 389-407.
- Abdelrazek, A.M., Kimura, I. & Shimizu, Y. (2016). Simulation of three-dimensional rapid free-surface granular flow past different types of obstructions using the SPH method. *Journal of Glaciology*, 62(232): 335-347.
- Acary-Robert, C., Fernandez-Nieto, E.D., Narbona-Reina, G. & Vigneaux, P. (2012). A Well-balanced Finite Volume-Augmented Lagrangian Method for an Integrated Herschel-Bulkley Model. *Journal of Scientific Computing*, 53(3).
- Achab, L., Magnin, A., Clermont, J.R. & Benhadid, S. (2015). Etude numérique d'écoulements du sang dans des domaines axisymétriques en présence d'une sténose importante avec un modèle de fluide à seuil. In *22ème Congrès Français de Mécanique*. Lyon, 2015.
- Afshar, M.A. (2010). *Numerical Wave Generation in OpenFOAM*. Master of Science Thesis. Göteborg: Chalmers Chalmers University of Technology.
- Ahonguio, F. (2015). *Écoulements de fluides à seuil autour d'obstacles*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université de Grenoble Alpes.
- Albaba, A. (2015). *Modélisation par éléments discrets de l'impact des laves torrentielles granulaires sur des structures rigides*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Grenoble Alpes.
- Alexandrou, A.N., McGilvray, T.M. & Burgos, G. (2001). Steady Herschel-Bulkley fluid flow in three-dimensional expansions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 100 77-96.
- Allouche, M.H. (2014). *Etude théorique et expérimentale de la stabilité de l'écoulement de films de fluide non-Newtonien sur plan incliné*. Thèse de doctorat. Lyon: Université Claude Bernard - Lyon I.
- Allouche, M.H. (2014). *Etude théorique et expérimentale de la stabilité de l'écoulement de films de fluide non-Newtonien sur pln incliné*. Thèse de doctorat. Lyon: Université Claude Bernard - Lyon I.
- Ancey, C. (1997). *Rhéologie des écoulements granulaires en cisaillement simple: application aux laves torrentielles*. Thèse de doctorat. Châtenay-Malabry: Ecole Centrale de Paris.
- Ancey, C. (1999). *Note de synthèse sur la rhéologie des laves torrentielles*. Rapport technique. Cemagref.
- Ancey, C. (2007). Plasticity and geophysical flows : A review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142(1-3): 4-35.
- Ancey, C., Andreini, N. & Epely-Chauvin, G. (2012). Viscoplastic dambreak waves: Review of simple computational approaches and comparison with experiments. *Advances in Water Resources*, 48 79-91.
- Ancey, C. & Cochard, S. (2009). The dam-break problem for Herschel-Bulkley viscoplastic fluids down steep flumes. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 158(1-3): 18-35.
- Ancey, C., Coussot, P. & Evesque, P. (1999). A theoretical framework for very concentrated granular suspensions in a steady simple shear flow. *Journal of Rheology*, 43 1673-1699.
- Anderson Jr., J.D. et al. (1995). *Computational Fluid Dynamics - An introduction*. 3rd ed. Rhode-Saint-Genève: Springer.
- Andreini, N., Epely-Chauvin, G. & Ancey, C. (2012). Internal dynamics of Newtonian and viscoplastic fluid avalanches down a sloping bed. *Physics of Fluids*, 24 053101.
- Arattano, M. & Franzini, L. (2002). On the evaluation of debris flows dynamics by means of mathematical models. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 3(6): 539-544.
- Armanini, A. (1997). On the dynamic impact of debris flows. In A. Armanini & M. Michiue, eds. *Recent Developments on Debris Flows*. New-York: Springer-Verlag. 208-225.
- Armanini, A., Larcher, M. & Odorizzi, M. (2011). Dynamic impact of a debris flow front against a vertical wall. *Italian Journal of Engineering Geology and Environment*, 1041-1049.
- Atapattu, D., Chhabra, R. & Uhlherr, P. (1995). Creeping sphere motion in Herschel-Bulkley fluids: flow field and drag. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 59(2): 245-265.
- Aureli, F. et al. (2014). Experimental and numerical evaluation of the force due to the impact of a dam-break wave on a structure. *Advances in Water Resources*.
- Ayadi, A. (1996). *Écoulement à surface libre des boues argileuse*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- Ayotte, D. & Hungr, O. (2000). Calibration of a runout prediction model for debris flows and avalanches. In Wieczorek, G.F. & Naeser, N.D., eds. *2nd International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation*. Taipei, 2000. Balkema.
- Azimi, A.H. (2016). Free surface flow characteristics of multi-phase viscoplastic fluids on inclined flumes and planes. *International Journal of Multiphase Flow*, 78 59-69.
- Azizi, M., Ramazanisadatabadi, A., Etemadi, H. & Shirzaei, E. (2013). Simulation of viscoelastic fluid flows in expansion geometry using finite volume approach. *Chinese Journal of Polymer Science*, 31(12): 1599-1612.
- Bagnold, R.A. (1954). Experiments on a gravity-free dispersion of a large solid sphere in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. London*, 225 49-63.
- Balmforth, N.J. & Craster, R.V. (1999). A consistent thin-layer theory for Bingham plastics. *Journal of non-Newtonian fluid mechanics*, 84(1): 65-81.
- Balmforth, N.J. et al. (2007). Viscoplastic dam breaks and the Bostwick consistometer. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 142 63-78.
- Balmforth, N.J., Craster, R.V., Rust, A.C. & Sassi, R. (2006). Viscoplastic flow over an inclined surface. *Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics*, 139(1): 103-127.
- Balmforth, N.J., Craster, R., Rust, A. & Sassi, R. (2006). Viscoplastic flow over an inclined surface. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142(1-3): 103-127.
- Balmforth, N.J., Craster, R. & Sassi, R. (2002). Shallow viscoplastic flow on an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 470 1-29.
- Balmforth, N.J., Frigaard, I.A. & Ovarlez, G. (2014). Yielding to stress: developments in viscoplastic fluid mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 46 121-146.
- Balmforth, N.J. & Liu, J.J. (2004). Roll waves in mud. *Journal of Fluid Mechanics*, 519 33-54.
- Banihabib, M.E. & Forghani, A. (2017). An assessment framework for the mitigation effects of check dams on debris flow. *CATENA*, 152 277-284.
- Bardou, E. (2002). *Méthodologie de diagnostic des laves torrentielles sur un bassin versant*. Lausanne: Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

- Bardou, E. & Favre, G. (2008). Le déclenchement de laves torrentielles, un phénomène complexe étudié à l'aune des crues survenues dans les Alpes occidentales en 2006. *Bulletin de la Murithienne*, 126 19-28.
- Barnes, H.A. (1997). Thixotropy—a review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 70(1-2): 1-33.
- Barnes, H.A. & Walters, K. (1985). The yield stress myth? *Rheologica Acta*, 24(4): 323-326.
- Bartelt, P. et al. (2011). *RAMMS - A modelling system for debris flow in research and practise - Use Manual v.1.01 / Hillslope debris flow*. Davos: WSL Institute for Snow and Avalanche Research SFL.
- Bates, B.M. & Ancey, C. (2017). The dam-break problem for eroding viscoplastic fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 243 64-78.
- Bayon, A. et al. (2016). Performance assessment of OpenFOAM and FLOW-3D in the numerical modeling of a low Reynolds number hydraulic jump. *Environmental Modelling & Software*, 80 322-335.
- Beaulne, M. & Mitsoulis, E. (1997). Creeping motion of a sphere in tubes filled with Herschel-Bulkley fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 72(1): 55-71.
- Bel, C. (2017). *Analysis of debris-flow occurrence in active catchments of the French Alps using monitoring stations*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université de Grenoble.
- Belblidia, F., Tamaddon-Jahromi, H.R., Webster, M.F. & Walters, K. (2011). Computations with viscoplastic and viscoelastoplastic fluids. *Rheologica Acta*, 50(4): 343-360.
- Bellahcen, S. (2016). *Etude numérique et expérimentale du champ de vitesse en canaux composés*. Thèse de doctorat. Strasbourg: Université de Strasbourg.
- Benallal, A. (2008). *Hydrodynamique de l'accumulation des dépôts de paraffines dans les conduites pétrolières*. Thèse de doctorat. Paris: École Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- Bennett, G.L. et al. (2013). Patterns and controls of sediment production, transfer and yield in the Illgraben. *Geomorphology*, 188 68-82.
- Benoit, D. (2014). *Divers problèmes théoriques et numériques liés à la simulation de fluides non-newtoniens*. Thèse de doctorat. Paris: Université Paris-Est.
- Berberovic, E. (2010). *Investigation of Free-surface Flow Associated with Drop Impact: Numerical Simulations and Theoretical Modeling*. Thèse de doctorat. Darmstadt: Technische Universität.
- Berberović, et al. (2009). Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution. *Physical Review E*, 79(3): 036306.
- Bercovier, M. & Engelman, M. (1980). A Finite-Element Method for Incompressible Non-Newtonian Flows. *Journal of Computational Physics*, 36 313-326.
- Berger, C. et al. (2016). A comparison of physical and computer-based debris flow modelling of a deflection structure at Illgraben, Switzerland. In Koboltschnig, G. et al., eds. *13th International INTERPRAEVENT Congress*. Lucerne, 2016.
- Berger, C., McARDell, B.W. & Schlunegger, F. (2011). Sediment transfer patterns at the Illgraben catchment, Switzerland: Implications for the time scales of debris flow activities. *Geomorphology*, 125(3): 421-432.
- Beris, A.N., Tsamopoulos, J.A., Armstrong, R.C. & Brown, R.A. (1985). Creeping motion of a sphere through a Bingham plastic. *J. Fluid Mech.*, 158 219-244.
- Bernabeu, N., Saramito, P. & Smutek, C. (2012). Numerical modelling of non-Newtonian viscoplastic flows: Part II. Viscoplastic fluids and general tridimensional topographies. *International Journal of Numerical Analysis and Modeling*, 1(1): 1-18.
- Beverly, C.R. & Tanner, R.I. (1989). Numerical analysis of extrudate swell in viscoelastic materials with yield stress. *Journal of Rheology*, 33 989-1009.
- Bingham, E.C. (1916). An investigation of the Laws of Plastic Flow. *U.S. Bureau of Standards Bulletin*, 13 309-353.
- Bingham, E.C. (1922). *Fluidity and Plasticity*. New-York: McGraw-Hill.
- Bird, R.B. & Dai, G.C. (1983). The Rheology and Flow of Viscoplastic Materials. *Reviews in Chemical Engineering*, 1(1).
- Biscarini, C., Di Francesco, S., Ridolfi, E. & Manciola, P. (2016). On the Simulation of Floods in a Narrow Bending Valley: The Malpasset Dam Break Case Study. *Water*, 8(11): Disponible à: <http://www.mdpi.com/2073-4441/8/11/545>.
- Blackery, J. & Mitsoulis, E. (1997). Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 70 59-77.
- Blanc, T. (2008). *Numerical simulation of debris flows with the 2D-SPH depth integrated model*. Master of Science. Vienne: Institute for Mountain Risk Engineering.
- Bleyer, J., Maillard, M., de Buhan, P. & Coussot, P. (2015). Efficient numerical computations of yield stress fluid flows using second-order cone programming. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 283 599-614.
- Bresch, D., Fernandez-Nieto, E., Ionescu, I. & Vigneaux, P. (2010). Augmented Lagrangian Method and Compressible Visco-Plastic Flows: Applications to Shallow Dense Avalanches. *Advances in Mathematical Fluid Mechanics New Directions in Mathematical Fluid Mechanics*, 57-89.
- Bressloff, N.W. (2001). A parallel pressure implicit splitting of operators algorithm applied to flows at all speeds. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 36(5): 497-518.
- Brezzi, L. (2016). *Calibration Strategies of a Depth-Integrated Numerical Model for the Propagation of Flow-Like Landslides*. Thèse de doctorat. Padoue: Università degli Studi di Padova.
- Bristeau, M.O. & Glowinski, R. (1974). Finite element analysis of the unsteady flow of a visco-plastic fluid in a cylindrical pipe. *Finite Element Methods in Flow Problems*, 471-488.
- Bugnion, L., Bötticher, A. & Wendeler, C. (2012). Large scale field testing of hillslope debris flows resulting in the design of flexible protection barriers. In *Proceedings of 12th interpraevent*. Grenoble, 2012.
- Bui, H.H. & Fukagawa, R. (2008). Lagrangian meshfree particles method (SPH) for large deformation and failure flows of geomaterial using elastic-plastic soil constitutive model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 32(12): 1537-1570.
- Burger, J.H. (2014). *Non-Newtonian Open Channel Flow: the Effect of Shape*. Thèse de doctorat. Cape Town: Cape Peninsula University of Technology.
- Burger, J., Haldenwang, R. & Alderman, N. (2010). Friction factor-Reynolds number relationship for laminar flow of non-Newtonian fluids in open channels of different cross-sectional shapes. *Chemical Engineering Science*, 65(11): 3549-3556.
- Burger, J.H., Haldenwang, R. & Alderman, J. (2015). Laminar and Turbulent Flow of Non-Newtonian Fluids in Open Channels for Different Cross-Sectional Shapes. *J. Hydraul. Eng.*, 141(4): 04014084.
- Burgos, G.R., Alexandrou, A.N. & Entov, V. (1999). On the determination of yield surfaces in Herschel-Bulkley fluids. *Journal of Rheology*, 43(3): 463-483.

- Caboussat, A., Boyaval, S. & Masserey, A. (2011). On the Modeling and Simulation of Non-Hydrostatic Dam Break Flows. *Computing and Visualization in Science*, 14(8): 401-417.
- Cai, X. (2016). *Interface-Resolving Simulations of Gas-Liquid Two-Phase Flows in Solid Structures of Different Wettability*. Thèse de doctorat. Karlsruhe: Karlsruhe Institut für Technologie.
- Calvetti, F., di Prisco, C. & Vairaktaris, E. (2016). Dry granular flows impacts on rigid obstacles: DEM evaluation of a design formula for the impact force. *Procedia Engineering*, 158 290-295.
- Cama, M., Lombardo, L., Conoscenti, C. & Rotigliano, E. (2017). Improving transferability strategies for debris flow susceptibility assessment: Application to the Saponara and Itala catchments (Messina, Italy). *Geomorphology*, 288 52-65.
- Canelas, R.B. et al. (2016). SPH-DCDEM model for arbitrary geometries in free surface solid-fluid flows. *Computer Physics Communications*, 202 131-140.
- Canelas, R. et al. (2017). Resolved simulation of a granular-fluid flow with a coupled SPH-DCDEM model. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(9).
- Canelas, R., Ferreira, R.M.L., Domínguez, J.M. & Crespo, A.A.J.C. (2015). Debris flow modelling with a high-performance SPH implementation. In *10th international SPHERIC workshop*. Parme, 2015.
- Cantelli, A. (2009). Uniform Flow of Modified Bingham Fluids in Narrow Cross Sections. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135(8): 640-650.
- Castro, M., Giles, D.W., Macosko, C.W. & Moadell, T. (2010). Comparison of methods to measure the yield stress of soft solids. *Journal of Rheology*, 81-94.
- Cha, A. & Kim, T.H. (2013). Relationship Of Debris Flow owing To Climate Change: Korea's Case. In C.A. Brebbia, ed. *Disaster Management and Human Health Risk III Reducing Risk, Improving Outcomes*. 57-66.
- Chakraborty, S. (2012). *Dynamics and stability of a non-Newtonian falling film*. Thèse de doctorat. Orsay: UPMC Paris VI.
- Chambon, G., Bouvarel, R., Laigle, D. & Naaim, M. (2011). Numerical simulations of granular free-surface flows using smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166(12-13): 698-712.
- Chambon, G., Ghemmour, A. & Laigle, D. (2009). Gravity-driven surges of a viscoplastic fluid: An experimental study. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 158(1): 54-62.
- Chambon, G., Ghemmour, A. & Naaim, M. (2014). Experimental investigation of viscoplastic free-surface flows in a steady uniform regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 754 332-364.
- Chanson, H., Jarny, S. & Coussot, P. (2006). Dam Break Wave of Thixotropic Fluid. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(3): 280-293.
- Chen, C.L. (1988). Generalized viscoplastic modeling of debris flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(3): 237-258.
- Chen, J.C. & Chuang, M.R. (2014). Discharge of landslide-induced debris flows: case studies of Typhoon Morakot in southern Taiwan. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 14 1719-1730.
- Chen, H., Dadson, S. & Chi, Y.G. (2006). Recent rainfall-induced landslides and debris flow in northern Taiwan. *Geomorphology*, 77(1-2): 112-125.
- Chen, H. & Lee, C. (2000). Numerical simulation of debris flows. *Can. Geotech. J.*, 37 146-160.
- Chen, C., Liu, H. & Beardsley, R.C. (2003). An unstructured, finite volume, three-dimensional, primitive equation ocean model: application to coastal ocean and estuaries. *J. Atmos. Ocean Technol.*, 20(1): 159-186.
- Chen, L.F. et al. (2014). Numerical investigation of wave-structure interaction using OpenFOAM. *Ocean Engineering*, 88 91-109.
- Cherfils, J.-M. (2011). *Développements et applications de la méthode SPH aux écoulements visqueux à surface libre*. Thèse de doctorat. Le Havre: Université du Havre.
- Chevalier, T. et al. (2013). Boundary layer (shear-band) in frustrated viscoplastic flows. *EPL (Europhysics Letters)*, 102(4): 48002.
- Chevalier, T., Rodts, S., Chevalier, C. & Coussot, P. (2014). Quantitative exploitation of PFG NMR and MRI velocimetry data for the rheological study of yield stress fluid flows at macro- and micro-scales in complex geometries. *Experiments in Fluids*, 56(1): 1868.
- Chiang, A.C. (1984). *Fundamental Methods of Mathematical Economics*. 3rd ed. New-York: McGraw-Hill.
- Cho, Y.I. & Kensey, K.R. (1991). Effects of the Non-Newtonian Viscosity of Blood on Flows in a Diseased Arterial Vessel. Part1: Steady Flows. *Biorheology*, 28 241-262.
- Chung, T.J. (2010). *Computational Fluid Dynamics*. 2nd ed. New-York: Cambridge University Press.
- Cleary, P.W. & Prakash, M. (2003). Discrete-element modelling and smoothed particle hydrodynamics: Potential in the environmental sciences. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 362(1822): 2003-2030.
- Cochard, S. (2007). *Measurements of Time-Dependent Free-Surface Viscoplastic Flows Down Steep Slopes*. Thèse de doctorat. Lausanne: EPFL Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Cochard, S. & Ancey, C. (2006). Accurate measurements of free-surface in the dam-break problem. In Ferreira, R.M.L., Alves, E.C.T.L., Leal, J.G.A.B. & Cardoso, A.H., eds. *River Flow 2006*. Lisbonne, 2006. CRC Press.
- Cochard, S. & Ancey, C. (2008). Tracking the free surface of time-dependent flows: Image processing for the dam-break problem. *Experiments in Fluids*, 44(1): 59-71.
- Cochard, S. & Ancey, C. (2009). Experimental investigation of the spreading of viscoplastic fluids on inclined planes. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 158(1-3): 73-84.
- Colagrossi, A. & Landrini, M. (2003). Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 191 448-475.
- Comminal, R., Spangenberg, J. & Hattel, J.H. (2014). A Two-Phase Flow Solver for Incompressible Viscous Fluids, Using a Pure Streamfunction Formulation and the Volume of Fluid Technique. *Defect and Diffusion Forum*, 348 9-19.
- Costa, J.E. (1984). Physical Geomorphology of Debris Flows. In J.E.a.F.P.J.(J). Costa, ed. *Developments and Applications of Geomorphology*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg. 268-317.
- Couarraze, G., Grossiord, J.-L. & Huang, N. (2014). *Initiation à la rhéologie - Bases théoriques et applications expérimentales*. 4th ed. Paris: Lavoisier.
- Coussot, P. (1992). *Rhéologie des boues et laves torrentielles : étude de dispersions et suspensions concentrées*. 5th ed.
- Coussot, P. (1992). *Rhéologie des boues et laves torrentielles. Etude de dispersions et suspensions concentrées*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Joseph Fourier.
- Coussot, P. (1993). L'écoulement des boues. *La Recherche*, 24(258): 1084-1091.
- Coussot, P. (1994). Lois d'écoulement des laves torrentielles boueuses. *La Houille blanche*, (3), 38-43.
- Coussot, P. (1994). Steady, laminar, flow of concentrated mud suspensions in open channel. *Journal of Hydraulic Research*, 535-559.
- Coussot, P. (1996). *Les laves torrentielles : Connaissances à l'usage du praticien*. Grenoble, France: Cemagref Editions.
- Coussot, P. (1997). *Mudflow Rheology and Dynamics*. Rotterdam: Balkema.

- Coussot, P. (2005). *Rheology of Pastes, Suspensions and Granular Materials: Applications in Industry and Environment*. Hoboken: John Wiley Sons, Inc.
- Coussot, P. (2014). Yield stress fluid flows: A review of experimental data. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 211 31-49.
- Coussot, P. & Gaulard, F. (2005). Gravity flow instability of viscoplastic materials: The ketchup drip. *Phys. Rev. E*.
- Coussot, P. & Meunier, M. (1996). Recognition, classification and mechanical description of debris flows. *Earth-Sciences Reviews*, 40(3): 209-227.
- Coussot, P. & Proust, S. (1996). Slow, unconfined spreading of a mudflow. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 1012(B11): 25217-25230.
- Cui, P., Zeng, C. & Lei, Y. (2015). Experimental analysis on the impact force of viscous debris flow. *Earth Surface Processes and Landforms*, 40(12): 1644-1655.
- D'Ambrosio, D. et al. (2003). First simulations of the Sarno debris flows through Cellular Automata modelling. *Geomorphology*, 54(1-2): 91-117.
- Dagli, D. (2013). *Placement of Thickened Tailings - Adoption of a Rheology-Oriented Model for Slope Predictions*. Thèse de master. Lulea: Luleå University of Technology.
- D'Agostino, V., Bettella, F. & Cesca, M. (2013). Basal shear stress of debris flow in the runout phase. *Geomorphology*, 201 272-280.
- Dauphin, Y. et al. (2014). Identifying and attacking the saddle point problem in high-dimensional non-convex optimization. In *NIPS'14 Proceedings of the 27th International Conference on Neural Information Processing Systems*. Montreal, 2014.
- Davies, T.R.H. (1988). *Debris flow surges - a laboratory investigation*. Zürich: Mitt. d. Versuchsanstalt für Wasserbau.
- Dazhi, G. & Tanner, R.I. (1985). The drag on a sphere in a power-law fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 17(1): 1-12.
- Dbouk, T. (2011). *Rheology of concentrated suspensions and shear-induced migration*. Thèse de doctorat. Nice: Université Nice Sophia Antipolis.
- de Carvalho Faria Lima Lopes, L., de Almeida Prado Bacellar, L. & Amorim Castro, P.d.T. (2016). Assessment of the debris-flow susceptibility in tropical mountains using clast distribution patterns. *Geomorphology*, 275 16-25.
- de Freitas Maciel, G., de Oliveira Ferreira, F. & Fiorot, G.H. (2013). Control of instabilities in non-Newtonian free surface fluid flows. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 35(3): 217-229.
- de Haas, T. et al. (2018). Avulsions and the spatio-temporal evolution of debris-flow fans. *Earth-Science Reviews*, 177 53-75.
- De Kee, D., Chhabra, R., Powley, M.B. & Roy, S. (1990). Flow of viscoplastic fluids on an inclined plane: Evaluation of yield stress. *Chemical Engineering Communications*, 96(1): 229-239.
- de Oliveira Ferreira, F., de Freitas Maciel, G., Fiorot, G.H. & da Cunha, E.F. (2014). Numerical analysis of roll waves generation on non-Newtonian fluids flowing down an inclined plane. *Advanced Materials Research Vols.*, 1006-1007 160-167.
- De Saint Venant, A. (1871). Théorie du mouvement non-permanent des eaux, avec application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. *Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, 73 147-154.
- de Souza Mendes, P.R., Naccache, M.F., Varges, P.R. & Marchesini, F.H. (2007). Flow of viscoplastic liquids through axisymmetric expansions-contractions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142(1-3): 207-217.
- de Souza Mendes, P.R. & Thompson, R.L. (2013). A unified approach to model elasto-viscoplastic thixotropic yield-stress materials and apparent-yield-stress fluids. *Rheol. Acta*, 52(7): 673-694.
- de Souza-Mendes, P.R. (2011). Thixotropic elasto-viscoplastic model for structured fluids. *Soft Matter*, 7 2471-2483.
- Dean, E.J., Glowinski, R. & Guidoboni, G. (2007). On the numerical simulation of Bingham visco-plastic flow: Old and new results. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 142 36-62.
- Debiane, K. (2000). *Hydraulique des écoulements laminaires à surface libre dans un canal pour des milieux visqueux ou viscoplastiques. Régimes uniforme, graduellement varié, et rupture de barrage*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- Debiane, K. & Piau, J.M. (2001). Ecoulement généré par le lâcher instantané d'un barrage retenant un fluide viscoplastique. *Les Cahiers de Rhéologie*, 18(1): 45-54.
- Del Prete, M., Guadagno, F.M. & Hawkins, A.B. (1998). Preliminary report on the landslides of 5 May 1998, Campania, southern Italy. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, (57), 113-129.
- Deninger, R.P. & Iverson, R.M. (2001). Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 2. Numerical predictions and experimental tests. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978-2012)*, 106(B1): 553-566.
- Denlinger, R.P. & Iverson, R.M. (2004). Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 1. Theory and computation. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface (2003-2012)*, 109(F1).
- Deshpande, S.S., Anumolu, L. & Trujillo, M.F. (2012). Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computational Science & Discovery*, 5 014016.
- Deuff, J.-B., Oger, G., De Lefre, M. & Guilcher, P.-M. (2014). Comparaison SPH/VOF dans le cas d'un impact hydrodynamique. In *14ème Journées de l'Hydrodynamique*. Val de Reuil, 2014. DGA Techniques hydrodynamiques.
- Dherbecourt, D. (2015). *Influence d'une phase dispersée sur le mélange dans l'écoulement de Taylor-Couette*. Thèse de doctorat. Toulouse: Université de Toulouse.
- Di Cristo, C., Iervolino, M. & Vacca, A. (2013). Gravity-Driven Flow of a Shear-Thinning Power-Law Fluid over a Permeable Plane. *Applied Mathematical Sciences*, 7(33): 1623-1641.
- Dianat, M. et al. (2017). Coupled Level-Set Volume of Fluid Simulations of Water Flowing Over a Simplified Drainage Channel With and Without Air Coflow. *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems*, 10(1): 369-377.
- Dickenson, P. (2009). The Feasibility of Smooth Particle Hydrodynamics for Multiphase Oilfield Systems. In *7th International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries*. Melbourne, 2009. CSIRO.
- Dimakopoulos, Y., Pavlidis, M. & Tsamopoulos, J. (2013). Steady bubble rise in Herschel-Bulkley fluids and comparison of predictions via the augmented Lagrangian method with those via the Papanastasiou model. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 200 34-51.
- Dimakopoulos, Y. & Tsamopoulos, J. (2007). Transient displacement of Newtonian and viscoplastic liquids by air in complex tubes. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142 162-182.
- Dimitriou, C.J., Ewoldt, R.H. & McKinley, G.H. (2013). Describing and prescribing the constitutive response of yield stress fluids using large amplitude oscillatory shear stress (LAOStress). *Journal of Rheology*, 57(1): 27-70.
- Divoux, T., Tamarii, D., Barentin, C. & Manneville, S. (2010). Transient Shear Banding in a Simple Yield Stress Fluid. *Physical Review Letters*, 104(20): 208301.
- dos Santos, D.D., Frey, S., Naccache, M.F. & de Souza Mendes, P.R. (2011). Numerical approximations for flow of viscoplastic fluids in a lid-driven cavity. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166(12-13): 667-679.

- dos Santos, D.D., Frey, S., Naccache, M.F. & de Souza Mendes, P.R. (2014). Flow of elasto-viscoplastic liquids through a planar expansion–contraction. *Rheologica Acta*, 53(1): 31-41.
- Duvaut, G. & Lions, J.L. (1972). *Les inéquations en mécanique et en physique*. Paris: Dunod.
- Džebo, E., Žagar, D., Četina, M. & Petkovšek, G. (2013). Reducing the Computational Time of the Smoothed Particle Hydrodynamics Method with a Coupled 2-D/3-D Approach. *Journal of Mechanical Engineering*, 10(59): 575-584.
- Egelja, A., Schafer, M. & Durst, F. (1998). An adaptative grid Eulerian method for the computation of free surface flows. *Int. J. of Comput. Fluid Dynamics*, 10(3): 213-224.
- Ellwood, K.R.J., Georgiou, G.C., Papanastasiou, T.C. & Wilkes, J.O. (1990). Laminar jets of Bingham-plastic liquids. *Journal of Rheology*, 34(6): 787-811.
- Faug, T., Lachamp, P. & Naaim, M. (2002). Experimental investigation on steady granular flows interacting with an obstacle down an inclined channel: study of the dead zone upstream from the obstacle. application to interaction between dense snow avalanches and defence structures. *Natural hazards and earth system sciences*, 2 187-191.
- Fernández-Nieto, E.D., Gallardo, J.M. & Vigneaux, P. (2018). Efficient numerical schemes for viscoplastic avalanches. Part 2: The 2D case. *Journal of Computational Physics*, 353 460-490.
- Ferrari, A., Dumbser, M., Toro, E.F. & Armanini, A. (2009). A new 3D parallel SPH scheme for free surface flows. *Computers & Fluids*, 38(6): 1203-1217.
- Ferziger, J.H. & Peric, M. (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3rd ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Fondelli, T., Andreini, A. & Facchini, B. (2015). Numerical Simulation of Dam-Break Problem Using an Adaptive Meshing Approach. *Energy Procedia*, 82 309-315.
- Fornes, P., Bihs, H., Thakur, V. & Nordal, S. (2017). Implementation of non-Newtonian rheology for Debris Flow simulation with REEF3D. In *37th IAHR World Congress*. Kuala-Lumpur, 2017.
- Forterre, Y. & Pouliquen, O. (2008). Flows of Dense Granular Media. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1): 1-24.
- Fortin, M. & Glowinski, R. (1983). *Augmented Lagrangian methods*. Burlington: Elsevier.
- Foucaut, A. & Raoult, J.F. (1980). *Dictionnaire de Géologie*. Paris: Masson.
- Fraggedakis, D., Dimakopoulos, Y. & Tsamopoulos, J. (2016). Yielding the yield-stress analysis: a study focused on the effects of elasticity on the settling of a single spherical particle in simple yield-stress fluids. *Soft Matter*, 12 5378-5401.
- Franci, A. & Zhang, X. (2018). 3D numerical simulation of free-surface Bingham fluids interacting with structures using the PFEM. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 259 1-15.
- Freitas, C.J. (2002). The issue of numerical uncertainty. *Applied Mathematical Modelling*, 26 237-248.
- Freydier, P., Chambon, G. & Naaim, M. (2017). Experimental characterization of velocity fields within the front of viscoplastic surges down an incline. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 240 56-69.
- Frey, S.L. et al. (2015). Performance of an elasto-viscoplastic model in some benchmark problems. *Mechanics of Time-Dependent Materials*, 19(3): 419-438.
- Frigaard, I.A. & Nouar, C. (2005). On the usage of viscosity regularization methods for visco-plastic fluid flow computation. *Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics*, 127(1): 1-26.
- Fursikov, A.V. (2010). *New Directions in Mathematical Fluid Mechanics - The Alexander V. Kazhikhov Memorial Volume*. 1st ed. Bâle: Birkhauser Verlag AG.
- Fusi, L., Farina, A. & Rosso, F. (2015). Ill posedness of Bingham-type models for the downhill flow of a thin film on an inclined plane. *Quarterly of Applied Mathematics*, 73(4): 1.
- Gachet, P. (2015). *Modélisations 2D d'écoulements torrentiels pour le dimensionnement hydraulique d'un ouvrage de dépôt*. Mémoire pour l'obtention du diplôme d'ingénieur ENGEES. Strasbourg: Ecole Nationale du Génie de l'Eau et de l'Environnement de Strasbourg.
- García-Martínez, R. & López, J.L. (2005). *Debris flow Hazards and Related Phenomena*, 519-538.
- Gartling, D.K. (1983). The numerical simulation of plastic fluids. In Taylor, C., Johnson, J.A. & Smith, W.R., eds. *Num. Meth. Lam. Turb. Flow*. Seattle, 1983. Pineridge Press.
- Gartling, D.K. & Phan-Thien, N. (1984). A numerical simulation of a plastic fluid in a parallel-plate plastometer. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 14 347-360.
- Ghadampour, Z. et al. (2013). Numerical simulation of free surface mudflow using incompressible SPH. *IJST, Transactions of Civil Engineering*, 37(C1): 77-95.
- Ghemmour, A. (2011). *Écoulements à surface libre de fluides à seuil : rhéométrie et validation des caractéristiques hydrauliques dans un canal à fond mobile. Application aux laves torrentielles*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Grenoble Alpes.
- Gingold, R.A. & Monaghan, J.J. (1977). Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181 375-389.
- Gisen, D. (2014). Notification of a 3D Mesh Using snappyHexMesh Featuring Anisotropic Refinement and Near-wall Layers. In Lehfeldt & Kopmann, eds. *ICHE 2014 - 11th International Conference on Hydrosience & Engineering*. Hambourg, 2014. Bundesanstalt für Wasserbau.
- Glowinski, R. (1984). *Numerical methods for nonlinear variational problems*. Springer.
- Glowinski, R. & Le Tallec, P. (1989). *Augmented Lagrangian and Operator Splitting Methods in Nonlinear Mechanics*. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics.
- Glowinski, R., Lions, J.L. & Trémolières, R. (1981). *Numerical analysis of variational inequalities*. New-York: North-Holland Pub. Co.
- Glowinski, R. & Marrocco, A. (1977). Numerical solution of two-dimensional magnetostatic problems by augmented Lagrangian methods. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 12 33-46.
- Glowinski, R. & Wachs, A. (2011). On the numerical simulation of viscoplastic fluid flow. *Handbook of numerical analysis*, 16(1): 483-718.
- Godunov, S.K. (1959). A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Mat. Sb. (N.S.)*, 47(89)(3): 271-306.
- Gong, Y. & Tanner, F.X. (2009). Comparison of RANS and LES Models in the Laminar Limit for a Flow Over a Backward-Facing Step Using OpenFOAM. In *Int. Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting*. Détroit, 2009.
- Grasselli, F., Milani, M., Montorsi, L. & Paltrinieri, F. (2012). A Transient Multidimensional CFD Approach to the Analysis of a Control Valve Using Non-Newtonian Fluids. *Journal of Energy and Power Engineering*, 6 1398-1407.
- Gray, J., Tai, Y. & Noelle, S. (2003). Shock waves, dead zones and particle-free regions in rapid granular free-surface flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 491 161-181.
- Greenshields, C.J. (2015). *The Open Source CFD Toolbox - User Guide - Version 3.0.0*.
- Greenshields, C.J. (2017). *The Open Source CFD Toolbox - User Guide - Version 5.0*. OpenFOAM Foundation Ltd.

- Griebel, M., Dornseifer, T. & Neunhoffer, T. (1997). *Numerical simulation in fluid dynamics: a practical introduction*. SIAM.
- Griffiths, R.W. (2000). The Dynamics of Lava Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32 477-518.
- Guadagno, F.M. *et al.* (2005). Some aspects of the initiation of debris avalanches in the Campania Region: the role of morphological slope discontinuities and the development of failure. *Geomorphology*, 66(1-4): 237-254.
- Guang, R.Y., Rudman, M., Chryst, A. & Bhattacharya, S. (2009). DNS of turbulent Non-Newtonian flow in an Open Channel. In *7th International Conference on CFD in the Minerals And Process Industries*. Melbourne, 2009. CSIRO.
- Güzel, B., Burghelca, T., Frigaard, I.A. & Martinez, D.M. (2009). Observation of laminar-turbulent transition of a yield stress fluid in Hagen-Poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 627 97-128.
- Hairoud, A. (2012). *Sur la stabilité globale des jets coaxiaux tournants*. Thèse de doctorat. Poitiers: Université de Poitiers.
- Haldenwang, R. (2003). *Flow of Non-Newtonian Fluids in Open Channels*. Thèse de doctorat. Le Cap: Department of Civil Engineering, Cape Technikon.
- Haldenwang, R., Kotzé, R. & Chhabra, R. (2012). Determining the viscous behavior of non-Newtonian fluids in a flume using a laminar sheet flow model and Ultrasonic Velocity Profiling (UVP) system. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 34(3): 276-284.
- Haldenwang, R., Slatter, P.T. & Chhabra, R.P. (2010). An experimental study of non-Newtonian fluid flow in rectangular flumes in laminar, transition and turbulent flow regimes. *Journal of the South African Institution of Civil Engineering*, 52(1): 11-19.
- Hammad, K. & Vradis, G.C. (1994). Flow of a non-Newtonian Bingham plastic through an axisymmetric sudden contraction: Effects of Reynolds and yield numbers. *Numerical Methods for Non-Newtonian Fluid Dynamics*, 179 63-69.
- Hammad, K.J. & Vradis, G.C. (1996). Creeping flow of a Bingham plastic through axisymmetric sudden contractions with viscous dissipation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39(8): 1555-1567.
- Han, Z. *et al.* (2015). Numerical simulation of debris-flow. *Engineering Geology*, 190 52-64.
- Han, Z. *et al.* (2016). Numerical Simulation of Post-Entrainment Debris Flow at Alluvial Fan Using FLO-2D Model. *Geotechnical Hazards from Large Earthquakes and Heavy Rainfalls*, 311-321.
- Haza, Z.F., Harahap, I.S.H. & Dakssa, L.M. (2013). Experimental studies of the flow-front and drag forces exerted by subaqueous mudflow on inclined base. *Natural Hazards*, 68 587-611.
- Hecht, N. (2016). *Simulation aux grandes échelles des écoulements liquide-gaz : application à l'atomisation*. Thèse de doctorat. Rouen: Normandie Université.
- Hemphill, T., Campos, W. & Pilehvari, A. (1993). Yield-Power Law Model More Accurately Predicts Mud Rheology. *Oil & Gas Journal*, 91(34): 45-50.
- Hengbin, W., Siming, H., Dongpo, W. & Wencheng, Z. (2013). Runout and impact analysis of flow slide based on computational fluid dynamics. *Electronic Journal of Geotechnical Engineering*, 18 3695-3717.
- Hermany, L. *et al.* (2013). Flow of yield-stress liquids through an axisymmetric abrupt expansion-contraction. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 201 1-9.
- Hermany, L. *et al.* (2013). Flow of yield-stress liquids through an axisymmetric abrupt expansion-contraction. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 201 1-9.
- Herschel, W.H. & Bulkley, R. (1926). Konsistenzmessungen von Gummi-Benzollösungen. *Kolloid-Zeitschrift*, 39(4): 291-300.
- Hestenes, M.R. (1969). Multiplier and gradient methods. *J. Optim. Theory Appl.*, 4(5): 303-320.
- He, Z. *et al.* (2017). Numerical simulation of dam-break flow and bed change considering the vegetation effects. *International Journal of Sediment Research*, 32(1): 105-120.
- Hirsch, C. (2007). *Numerical Computation of Internal and External Flows - Volume 1 - Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. 2nd ed. Elsevier.
- Hirt, C.W. & Nichols, B.D. (1981). Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39 201-225.
- Holloway, K.E., Tabuteau, H. & de Bruyn, J.R. (2010). Spreading and fingering in a yield-stress fluid during spin coating. *Rheologica Acta*, 49(3): 245-254.
- Holzinger, G. (2015). *OpenFOAM: A little User-Manual*. Rapport technique. Linz: Johannes Kepler University.
- Huang, X. & García, M.H. (1998). A Herschel-Bulkley model for mud flow down a slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 374 305-333.
- Huang, H.-P., Yang, K.-C. & Lai, S.-W. (2007). *Impact force of debris flow on filter dam*.
- Hübl, J. & Steinwendtner, H. (2001). Two-dimensional simulation of two viscous debris flows in Austria. *Phys. Chem. Earth C*, 26(9): 639-644.
- Hübl, J. *et al.* (2009). Debris Flow Impact Estimation steep slopes. In *11th International Symposium on Water Management and Hydraulic Engineering*. Ohrid, 2009.
- Hu, K.H., Cui, P. & Zhang, J.Q. (2012). Characteristics of damage to buildings by debris flows on 7 August 2010 in Zhouqu, Western China. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 12 2209-2217.
- Huebl, J. & Holzinger, G. (2003). Kleinmasstaebliche Modellversuche zur Wirkung von Murbrechern. *WLS Report*, 50(3).
- Huilgol, R.R. & You, Z. (2005). Application of the augmented Lagrangian method to steady pipe flows of Bingham, Casson and Herschel-Bulkley fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 128 126-143.
- Hungr, O. (1995). A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows and avalanches. *Can. Geotech. J.*, 32(4): 610-623.
- Hungr, O., Corominas, J. & Eberhardt, E. (2005). Estimating landslide motion mechanism, travel distance and velocity. In *Landslide Risk Management*. Taylor and Francis. 99-128.
- Hungr, O. & McDougall, S. (2009). Two numerical models for landslide dynamic analysis. *Computers & Geosciences*, 35(5): 978-992.
- Huppert, H.E. (1982). Flow and Instability of a Viscous Current Down a Slope. *Nature*, 300(5891): 427-429.
- Hürlimann, M. (2000). *Back analysis of Swiss debris flows events, Description of the results obtained from the FLO-2D simulations carried out during 2000*. Rapport interne. Zürich: Swiss Federal Institute WSL.
- Imran, J., Harff, P. & Parker, G. (2001). A numerical model of submarine debris flow with graphical user interface. *Computer and Geoscience*, 27 721-733.
- Innes, J.L. (1983). Lichenometric dating of debris-flow deposits in the Scottish Highlands. *Earth Surface Processes and Landforms*, 8(6): 579-588.
- Isenmann, G. (2016). *Approche Euler-Lagrange pour la modélisation du transport solide dans les ouvrages de décantation*. Thèse de doctorat. Strasbourg: Université de Strasbourg.
- Iverson, R.M. (1997). The physics of debris flows. *Rev. Geophys.*, 35(3): 245-296.
- Iverson, R.M. (2003). The debris-flow rheology myth. *Debris-flow hazards mitigation: mechanics, prediction, and assessment*, 1 303-314.

- Iverson, R.M. (2005). Debris-flow mechanics. In M. Jakob & O. Hungr, eds. *Debris-flow hazards and related phenomena*. Springer. 105-134.
- Iverson, R.M., Costa, J.E. & LaHusen, R.G. (1992). *Debris-flow flume at H.J. Andrews experimental forest, Oregon*. Rapport technique. USGS.
- Iverson, R.M. & Denlinger, R.P. (2001). Flow of variability fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978-2012)*, 106(B1): 537-552.
- Iverson, R.M., Logan, M. & Denlinger, R.P. (2004). Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 2. Experimental tests. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface (2003-2012)*, 109(F1).
- Iverson, R.M., Logan, M., Lahusen, R.G. & Berti, M. (2010). The Perfect Debris Flow? Aggregated Results from 28 Large-scale Experiments. *J. Geophys. Res.*, 115 F03005.
- Ivy-Ochs, S. (2012). Surface exposure dating of debris flow deposits on the Illgraben fan, Switzerland. In *Quaternary International*. Zurich, 2012.
- Jabbari, M., Bulatova, R., Hattel, J.H. & Bahl, C.R.H. (2014). An evaluation of interface capturing methods in a VOF based model for multiphase flow of a non-Newtonian ceramic in tape casting. *Applied Mathematical Modelling*, 38 3222-3232.
- Jakob, M. & Hungr, O. (2005). *Debris-flow Hazards and Related Phenomena*. Berlin : Praxis-Springer.
- Janssen, C. & Krafczyk, M. (2010). A lattice Boltzmann approach for free-surface-flow simulations on non-uniform block-structured grids. *Computers & Mathematics with Applications*, 59(7): 2215-2235.
- Jasak, H. (1996). *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows*. Thèse de doctorat. Londres: Imperial College.
- Jay, P., Magnin, A. & Piau, J.-M. (2001). Viscoplastic fluid flow through a sudden axisymmetric expansion. *AIChE J.*, 47(10): 2155-2166.
- Jay, P., Magnin, A. & Piau, J.-M. (2011). Viscoplastic fluid flow through a sudden axisymmetric expansion. *AIChE*, 47(10): 2155-2166.
- Jeong, S.W. (2013). Determining the viscosity and yield surface of marine sediments using modified Bingham models. *Geosciences Journal*, 17(3): 241-247.
- Johnson, A.M. (1965). *A model for debris flow*. Thèse de doctorat. Université de l'Etat de Pennsylvanie.
- Johnson, A.M. (1970). *Physical Processes in Geology*. San Francisco: Freeman, Cooper & Company.
- Johnson, A. & Rodine, J.R. (1984). Debris flow. In D.a.P.D.(.). Brunsten, ed. *Slope instability*. Chichester: J. Wiley & Sons, Ltd. 257-361.
- Jomelli, V. et al. (2011). Are debris floods and debris avalanches responding univocally to recent climatic change: a case study in the French Alps. In J. Blanco & H. Kheradmand, eds. *Climate Change - Geophysical Foundations and Ecological Effects*. 423-444.
- Jop, P., Forterre, Y. & Pouliquen, O. (2006). A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441(7094): 727-730.
- Karlsrud, K. & Edgers, L. (1982). Some Aspects of Submarine Slope Stability. In J.K. Nieuwenhuis, ed. *Marine Slides and Other Mass Movements*. Boston: Springer. 61-81.
- Keentok, M., Milthorpe, J.F. & O'Donovan, E. (1985). On the shearing zone around rotating vanes in plastic liquids: theory and experiment. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 17 23-35.
- Kelsey, H.M. (1978). Earthflows in Franciscan mélange, Van Duzen River basin, California. *Geology*, 6(6): 361-364.
- Kern, M.A., Tiefenbacher, F. & McElwaine, J.N. (2004). The rheology of snow in large chute flows. *Cold Regions Science and Technology*, 39 181-192.
- Kim, G.-H. & Park, S. (2017). Development of a numerical simulation tool for efficient and robust prediction of ship resistance. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 9 537-551.
- Kim, S.-W. & Tümg, L.-S. (2004). Developments of three-dimensional computer-aided engineering simulation for injection moulding. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 12 S151-S173.
- Kissling, K. et al. (2010). Coupled pressure based solution algorithm based on the volume-of-fluid approach for two or more immiscible fluids. In *ECCOMAS CFD : 5th European Conference on Computational Fluid Dynamics*. Lisbon, 2010. J. C. F. Pereira and A. Sequeira.
- Klostermann, J., Schaake, K. & Schwarze, R. (2012). Numerical simulation of a single rising bubble by VOF with surface compression. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(8): 960-982.
- Kobiyama, M., Goerl, R.F., Corrêa, G.P. & Michel, G.P. (2010). Debris Flow Occurrences In Rio Dos Cedros, Southern Brazil: Meteorological And Geomorphic Aspects. In D. De Wrachien, ed. *Monitoring, Simulation, Prevention and Remediation of Dense and Debris Flows III*. 77-88.
- Kolano, M., Brehmer, M. & Kraume, M. (2016). Numerical simulation of viscoelastic fluid flow in stirred vessels. *Technical transactions Mechanics*, 129-140.
- Komatina, D. & Jovanovic, M. (1997). Experimental study of steady and unsteady free surface flows with water-clay mixtures. *Journal of Hydraulic Research*, 35(5): 579-590.
- Koulinski, V. (2013). *Plan de gestion Guisane - Clarée - Gyrone, Apports des torrents, 1. Méthodologie*. Rapport d'étude. Les Chapelles: E.T.R.M.
- Kourakos, V.G. et al. (2009). Two-phase flow modelling within expansion and contraction singularities. In A. Mammoli, ed. *Computational Methods in Multiphase Flow V*. 27-43.
- Kozicki, W. & Tiu, C. (1967). Non-Newtonian Flow through Open Channels. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 45 127-134.
- Kuo, Y. & Tanner, R.I. (1972). Laminar Newtonian Flow in Open Channels with Surface Tension. *Int. J. Mech. Sci.*, 14 861-873.
- Labbé, M. (2015). *Modélisation numérique de l'interaction d'un écoulement de fluide viscoplastique avec un obstacle rigide par la méthode SPH. Application aux laves torrentielles*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université de Grenoble.
- Lacaze, L. & Kerswell, R.R. (2009). Axisymmetric Granular Collapse: A Transient 3D Flow Test of Viscoplasticity. *Physical Review Letters*, 102(10): 108305.
- Laigle, D. (1997). A Two-Dimensional Model for the study of Debris-Flow Spreading on a Torrent Debris Fan. In *Proceedings of the Debris-Flow Hazards Mitigation : Mechanics, Prediction, and Assessment ASCE conference*. San Francisco, 1997. Cheng-Lung Chen Editor.
- Laigle, D. (1997). Debris-Flow Hazards Mitigation: Mechanics, Prediction, and Assessment. In Chen, C.L., ed. *1st International DFHM Conference*. San Francisco, 1997.
- Laigle, D. (1998). La modélisation des écoulements de laves torrentielles boueuses - De la validation en laboratoire au zonage des risques sur le terrain. *Ingénieries - E A T*, (15), 79-88.
- Laigle, D. & Coussot, P. (1994). Modélisation numérique des écoulements de laves torrentielles. *La Houille Blanche*, (3), 50-56.
- Laigle, D. & Coussot, P. (1997). Numerical Modeling of Mudflows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(7).
- Laigle, D. & Labbé, M. (2017). SPH-Based Numerical Study of the Impact of Mudflows on Obstacles. *International Journal of Erosion Control Engineering*, 10(1): 56-66.

- Laigle, D., Lachamp, P. & Naaim, M. (2007). SPH-based numerical investigation of mudflow and other complex fluid flow interactions with structures. *Computational Geosciences*, 11(4): 297-306.
- Laigle, D. *et al.* (2003). Coulées de boue et avalanches virtuelles : un outil visuel de communication et de caractérisation pour les risques naturels en montagne. *Ingénieries E.A.T.*, 127-136.
- Lavigne, F. & Thouret, J.C. (2000). Les lahars : dépôts, origine et dynamique. *Bulletin de la Société Géologique de France*, 171(5): 545-557.
- Lenzi, M.A., D'Agostino, V., Gregoretto, C. & Sonda, D. (2003). A simplified numerical model for debris flow hazard assessment. In Rickenmann, D. & Chen, L.C., eds. *3rd International Conference on Debris-Flow Hazard Mitigation: Mechanics, Prediction and Assessment*. Davos, 2003. Millpress.
- Leonardi, A. *et al.* (2015). Granular front formation in free-surface flow of concentrated suspensions. *Phys. Rev. E*, 92 052204.
- Leonardi, A., Wittel, F.K., Mendoza, M. & Herrmann, H.J. (2014). Coupled DEM-LBM method for the free-surface simulation of heterogeneous suspensions. *Computational Particle Mechanics*, 1 3-13.
- Lichtenhahn, C. (1973). Die Berechnung von Sperren in Beton und Eisenbeton. *Mitteilungen der forstlichen Bundesversuchsanstalt-Wien*, 102 91-118.
- Lindner, A., Coussot, P. & Bonn, D. (2000). Viscous Fingering in a Yield Stress Fluid. *Physical Review Letters*, 85(2): 314-7.
- Lindsay, J.M., Robertson, R.E.A., Shepherd, J.B. & Shahiba, A. (2005). *Volcanic atlas of the Lesser Antilles*. St-Augustine: Seismic Research Unit of University of West Indies.
- Link, F.B. *et al.* (2015). Finite element simulations of viscoplastic flows in the presence of inertia and elastic effects. In *XXXV CNMAC - Congresso Nacional de Matemática Aplicada e Computacional*. Natal, 2015.
- Lipscomb, G.G. & Denn, M.M. (1984). Flow of Bingham Fluids in Complex Geometries. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 14 337-346.
- Lister, J.R. (1992). Viscous Flows Down an Inclined Plane from Point and Line Sources. *Journal of Fluid Mechanics*, 242(1): 631-653.
- Liu, Y., Balmforth, N.J., Hormozi, S. & Hewitt, D.R. (2016). Two-dimensional viscoplastic dambreaks. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 238 65-79.
- Liu, G.R. & Liu, M.B. (2003). *Smoothed Particle Hydrodynamics - A Meshfree Particle Method*. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Liu, K.-F. & Mei, C. (1989). Slow spreading of a sheet of Bingham fluid on an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 207(1): 505-529.
- Li, J., Yuan, J., Bi, C. & Luo, D. (1983). The main features of the mudflow in Jiang-Jia Ravine. *Zeitschrift für Geomorphologie*, 27(3): 325-341.
- Longo, S., Chiapponi, L. & Di Federico, V. (2016). On the propagation of viscous gravity currents of non-Newtonian fluids in channels with varying cross section and inclination. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 235 95-108.
- López Carranza, S.N. (2012). *Transition laminaire-turbulent en conduite cylindrique pour un fluide non-Newtonien*. Thèse de doctorat. Nancy: Université de Lorraine.
- Lorenzini, G. & Mazza, N. (2004). *Debris Flow: Phenomenology and Rheological Modelling*. Bologne: WIT Press.
- Loup, B. *et al.* (2012). Impact Pressures of Hillslope Debris Flows. Back-calculation and simulation (RAMMS). In *12th Congress INTERPRAEVENT 2012*. Grenoble, 2012.
- Lucy, L.B. (1977). A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astronomical Journal*, 82 1013-1024.
- Luu, L.-H. (2011). *Impact de gouttes de fluides à seuil : rhéologie, splash et cratères*. Thèse de doctorat. Aix-Marseille: Université de Provence.
- Luu, L.-H. & Forterre, Y. (2009). Drop impact of yield-stress fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 632 301-327.
- Luu, L.-H. & Forterre, Y. (2013). Giant Drag Reduction in Complex Fluid Drops on Rough Hydrophobic Surfaces. *Physical Review Letters*, 110(18): 184501.
- Luu, L.-H., Philippe, P. & Chambon, G. (2015). Experimental study of the solid-liquid interface in a yield-stress fluid flow upstream of a step. *Phys. Rev. E*, 91(01): 013013.
- Machrouki, H. (2012). *Incompressibilité et conditions aux limites dans la méthode Smoothed Particle Hydrodynamics*. Thèse de doctorat. Poitiers: Université de Poitiers.
- Magnin, A. & Piau, J.-M. (1990). Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. Study of an aqueous gel. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 36 85-108.
- Magnin, A. & Piau, J.-M. (1992). Flow of yield stress fluids through a sudden change of section. In P. Moldenaers & R.P. Chartoff, eds. *Theoretical and Applied Rheology*. Amsterdam: Elsevier. 195-197.
- Maini, D. (2007). *VOF based Multiphase Lattice Boltzman Method using explicit Kinematic Boundary Conditions at the interface*. Thèse de doctorat. Atlanta: Georgia Institute of Technology.
- Major, J.J. (1996). *Experimental Studies of Deposition by Debris Flows: Process, Characteristics of Deposits, and Effects of Pore-Fluid Pressure*. Thèse de doctorat. Washington: University of Washington.
- Major, J.J. & Pierson, T.C. (1992). Debris flow rheology : Experimental analysis of fine-grained slurries. *Water resources research*, 28(3): 841-857.
- Mangani, L. & Bianchini, C. (2007). Heat transfer applications in turbomachinery. In *OpenFOAM International Conference 2007*. Londres, 2007.
- Marchesini, F.H. *et al.* (2015). Rheological characterization of yield-stress materials: Flow pattern and apparent wall slip. *Applied Rheology*, 25(5): 53883.
- Marly, A. & Vigneaux, P. (2017). Augmented Lagrangian simulations study of yield-stress fluid flows in expansion-contraction and comparisons with physical experiments. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 239 35-52.
- Maronnier, V., Picasso, M. & Rappaz, J. (2003). Numerical simulation of three-dimensionnal free surface flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42(7): 697-716.
- Marr, J.G. *et al.* (2002). Numerical simulation of mud-rich subaqueous debris flows on the glacially active margins of the Svvaldbard-Barents Sea. *Marine Geology*, 188 351-364.
- Martin, J.C. & Moyce, W. (1952). Part IV. An Experimental Study of the Collapse of Liquid Columns on a Rigid Horizontal Plane. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 244(882): 312-324.
- Maßmeyer, A. (2013). *Thermal instabilities in a yield-stress fluid: from the laboratory to the planetary scale*. Thèse de doctorat. Paris: Université de Paris-Sud.
- Massmeyer, A. (2013). *Thermal instabilities in a yield-stress fluid: from the laboratory to the planetary scale*. Thèse de doctorat. Paris: Université Paris Sud - paris XI.

- McArdell, B.W., Zanuttigh, B., Lamberti, A. & Rickenmann, D. (2003). Systematic comparison of debris flow laws at the Illgraben torrent, Switzerland. In Rickenmann, D. & C., C.L., eds. *3rd International Conference on Debris-Flow Hazard Mitigation: Mechanics, Prediction and Assessment*. Davos, 2003. Millpress.
- McDougall, S. & Hungr, O. (2005). Dynamic modelling of entrainment in rapid landslides. *Can. Geotech. J.*, 42(5): 1437-1448.
- Medina, V., Hürlimann, M. & Bateman, A. (2008). Application of FLATModel, a 2D finite volume code, to debris flows in the northeastern part of the Iberian Peninsula. *Landslides*, 5 127-142.
- Mei, C.C., Liu, K.F. & Yuhi, M. (2001). Mudflow: slow and fast. In N.J. Balmforth & A. Provenzale, eds. *Geomorphological Fluid Mechanics*. Heidelberg: Springer-Verlag. 181-212.
- Mei, C.C. & Yuhi, M. (2001). Slow flow of a Bingham fluid in a shallow channel of finite width. *J. Fluid Mech.*, 431 135-159.
- Mendes, R., Vinay, G. & Coussot, P. (2016). On the yield stress and minimum pressure for simulating the flow restart of a waxy crude oil pipeline. *Energy & Fuels*, 31(1).
- Mendes, R., Vinay, G. & Coussot, P. (2017). Yield Stress and Minimum Pressure for Simulating the Flow Restart of a Waxy Crude Oil Pipeline. *Energy Fuels*, 31(1): 395-407.
- Mendes, R., Vinay, G., Ovarlez, G. & Coussot, P. (2015). Modeling the rheological behavior of waxy crude oils as a function of flow and temperature history. *Journal of the Society of Rheology*, 59(3): 703-732.
- Métivier, C. (2006). *Instabilités thermoconvectives pour des fluides viscoplastiques*. Thèse de doctorat. Nancy: Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Meunier, M. (1991). *Éléments d'hydraulique torrentielle*. Grenoble: Cemagref.
- Mezger, T.G. (2006). *The Rheology Handbook*. 2nd ed. Hanovre: Vincentz Network.
- Millet, S. (2007). *Stabilité de l'écoulement multicouche de films non newtoniens sur un plan incliné*. Thèse de doctorat. Lyon: Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- Minatti, L. & Pasculli, A. (2011). Sph numerical approach in modelling 2d muddy debris flow. In *International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation: Mechanics, Prediction, and Assessment, Proceedings*. 467-475.
- Ministère de l'Écologie, d.D.d.d.T.e.d.L. (2012). *Construire en montagne. La prise en compte du risque torrentiel*.
- Minussi, R.B. & Maciel, G.d.F. (2012). Numerical Experimental Comparison of Dam Break Flows with non-Newtonian Fluids. *J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng.*, XXXIV(2): 167-178.
- Mitsoulis, E. (2007). Flows of viscoplastic materials: models and computations. In D.M. Binding, N.E. Hudson & R. Keunings, eds. *Rheology Reviews 2007*. Londres: Brit. Soc. Rheol. 135-178.
- Mitsoulis, E., Abdali, S.S. & Markatos, N.C. (1993). Flow simulation of Herschel-Bulkley fluids through extrusion dies. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 71 147-160.
- Mitsoulis, E. & Huilgol, R.R. (2004). Entry flows of Bingham plastics in expansions. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 122 45-54.
- Mitsoulis, E. & Matsoukas, A. (2005). Free surface effects in squeeze flow of Bingham plastics. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 129 182-187.
- Mitsoulis, E. & Tsamopoulos, J. (2017). Numerical simulations of complex yield-stress fluid flows. *Rheol. Acta*, 56 231-258.
- Mizuyama, T., Kobashi, S. & Ou, G. (1992). Prediction of debris flow peak discharge. In *Proc. Int. Symp. Interpraevent*. Bern, 1992.
- Mohammadzadeh, K., Hashemabadi, S.H. & Akbari, S. (2016). CFD simulation of viscosity modifier effect on cutting transport by oil based drilling fluid in wellbore. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 29 355-364.
- Møller, P.C.F. et al. (2009). An attempt to categorize yield stress fluid behaviour. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 367(1909): 5139-5155.
- Monaghan, J.J. (1992). Smoothed particle hydrodynamics. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 30 543-574.
- Monaghan, J.J. (1994). Simulating Free Surface Flows with SPH. *Journal of Computational Physics*, 110 399-406.
- Montilla Pérez, C.A. (2017). *CFD Modelling of Laminar, Open-Channel Flows of Non-Newtonian Slurries*. Thèse de Master of Science. University of Alberta.
- Moraga, N.O., Lemus, L.A., Saavedra, M.A. & Lemus-Mondaca, R.A. (2015). VOF/FVM prediction and experimental validation for shear-thinning fluid column collapse. *Computers & Mathematics with Applications*, 69(2): 89-100.
- Morais, A.F., Seybold, H., Herrmann, H.J. & Andrade Jr., J.S. (2009). Non-Newtonian fluid flow through three-dimensional disordered porous media. *Physical Review Letters*, 103(19): 194502.
- Morard, S. (2009). *Le système torrentiel*. [En ligne] Société Suisse de Géomorphologie (SSGm) Disponible à : <http://www.unifr.ch/geoscience/geographie/ssgm/fiches/torrent/5104.php> [Consulté le 19 Février 2018].
- Moriguchi, S., Borja, R.I., Yashima, A. & Sawada, K. (2009). Estimating the impact force generated by granular flow on a rigid obstruction. *Acta Geotechnica*, 4 57-71.
- Mosolov, P.P. & Miasnikov, V.P. (1965). Variational methods in the theory of the fluidity of a viscous-plastic medium (translated from PMM, Prikladnaya Matematika i Mekhanika). *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 29(3): 545-577.
- Mossaz, S. (2011). *Études expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université de Grenoble.
- Mossaz, S., Jay, P. & Magnin, A. (2010). Criteria for the appearance of recirculating and non-stationary regimes behind a cylinder in a viscoplastic fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165 1525-1535.
- Muravleva, L., Muravleva, E., Georgiou, G.C. & Mitsoulis, E. (2010). Unsteady circular Couette flow of a Bingham plastic with the Augmented Lagrangian Method. *Rheol Acta*, 49 1197-1206.
- Muravleva, E. & Olshanskii, M. (2008). Two finite-difference schemes for calculation of Bingham fluid flows in a cavity. *Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling*, 23(6): 615-634.
- Naccache, M.F. & Barbosa, R.S. (2007). Creeping flow of viscoplastic materials through a planar expansion followed by a contraction. *Mech. Res. Commun.*, 34 423-431.
- Naef, D. & McArdell, B.W. (2004). Laves torrentielles. Danger en montagne. *Les Alpes, Schweizerischer Alpen-Club SAC*, (11), 48-51.
- Nassar, B., de Souza Mendes, P.R. & Naccache, M.F. (2011). Flow of elasto-viscoplastic liquids through an axisymmetric expansion-contraction. *Fuel and Energy Abstracts*, 166(7): 386-394.
- Newton, I. & Halley, E. (1687). *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. 1st ed. Londres.
- Ng, C.W., Choi, C.E. & Song, D. (2017). Interaction of debris flow with rigid and flexible barriers: centrifuge and numerical simulations. In *JTC1 Workshop on Advances in Landslide Understanding*. Barcelona, 2017.
- Niedziela, D., Iliev, O. & Latz, A. (2006). *On 3D Numerical Simulations of Viscoelastic Fluids*. Rapport. Kaiserslautern: Fraunhofer-Institut für Techno- und Wirtschaftsmathematik.
- Nikitin, K.D., Olshanskii, M., Terekhov, K.M. & Vassilevski, Y. (2011). A Numerical method for the Simulation of Free Surface Flows of Viscoplastic Fluid In 3D. *Journal of Computational Mathematics*, 29(6): 605-622.

- Nirmalkar, N., Chhabra, R.P. & Poole, R.J. (2013). Effect of Shear-Thinning Behavior on Heat Transfer from a Heated Sphere in Yield-Stress Fluids. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 52(37): 13490-13504.
- 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.
- Noh, W.F. & Woodward, P. (1976). SLIC (Simple Line Interface Calculation). *Lecture Notes in Physics*, 59 330-340.
- Norouzi, M. *et al.* (2016). Investigation of stresses and normal stress differences behavior on symmetric and asymmetric polymeric fluid flow through planar gradual expansions. *Meccanica*.
- O'Brien, J.S. & Julien, P.Y. (1985). Physical properties and mechanics of hyperconcentrated sediment flows. In Bowles, D.S., ed. *Delineation of landslide, Flash Flood & Debris Flow Hazards in Utah*. Logan, 1985.
- O'Brien, J.S., Julien, P.Y. & Fullerton, W.T. (1993). Two-dimensional water flood and mudflow simulation. *Journal of Hydraulic Engineering*, 119 244-261.
- O'Brien, J.S. & Jullien, P.Y. (1988). Laboratory analysis of mudflow properties. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(8): 877-887.
- O'Donovan, E.J. & Tanner, R.I. (1984). Numerical Study of the Bingham Squeeze Film Problem. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 15 75-83.
- Ozogul, H. (2016). *Écoulements de fluides à seuil autour d'un cylindre en milieu confiné : études expérimentales et numérique*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université de Grenoble Alpes.
- Pai, R.G. & Kandasamy, A. (2014). Entrance Region Flow of Herschel-Bulkley Fluid in an Annular Cylinder. *Applied Mathematics*, 5 1964-1976.
- Papanastasiou, T.C. (1987). Flows of Materials with Yield. *Journal of Rheology*, 31 385-404.
- Papanastasiou, T.C. & Boudouvis, A.G. (1997). Flows of viscoplastic materials: models and computations. *Computers & Structures*, 64(1-4): 677-694.
- Parsons, J.D., Whipple, K.X. & Simoni, A. (2001). Experimental study of the grain-flow, fluid-mud transition in debris flows. *The Journal of Geology*, 109(4): 427-447.
- Pastor, M. *et al.* (2014). Application of a SPH depth-integrated model to landslide run-out analysis. *Landslides*, 11(5): 793-812.
- Pastor, M. *et al.* (2004). Simple Approximation to Bottom Friction for Bingham Fluid Depth Integrated Models. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(2): 149-155.
- Pastor, M. *et al.* (2017). A two-phase SPH model for debris flow propagation. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 42(4).
- Patankar, S.V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Taylor & Francis.
- Patton, J.S., Brennen, C.E. & Sabersky, R.H. (1987). Shear Flows of Rapidly Flowing Granular Materials. *Journal of Applied Mechanics*, 54 801-805.
- Pavlova, I. *et al.* (2014). Debris flow activity related to recent climate conditions in the French Alps: A regional investigation. *Geomorphology*, 219(15): 248-259.
- Pedlovski, J. (1986). *Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd ed. Springer Verlag.
- Peixinho, J., Nouar, C., Desaubry, C. & Théron, B. (2005). Laminar transitional and turbulent flow of yield stress fluid in a pipe. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 128(2): 172-184.
- Peteuil, C., Liébault, F. & Marco, O. (2012). ECSTREM, une approche pratique pour prédire la production sédimentaires des torrents des Alpes françaises. In *12th Congress INTERPRAEVENT 2012*. Grenoble, 2012.
- Piau, J.-M. (1996). Flow of a yield stress fluid in a long domain. Application to flow on an inclined plane. *Journal of Rheology*, 40(4): 711-723.
- Pierson, T.C. (1980). Erosion and deposition by debris flows at Mount Thomas, North Canterbury, New Zealand. *East Surface Process*, 5 227-247.
- Pierson, T.C. (1981). Dominant particle support mechanism in debris flow at Mt. Thomas, New Zealand, and implications for flow mobility. *Sedimentology*, 28 49-60.
- Pierson, T.C. (1986). Flow behavior of channelized debris flow, Mount Saint Helens, Washington. In A.(.) Abrahams, ed. *Hillslope processes*. Boston: Allen & Unwin. 269-296.
- Pierson, T.C. (2005). Distinguishing between debris flows and floods from field evidence in small watersheds. *U.S. Geological Survey Fact Sheet 2004-3142*.
- Pierson, T.C. & Costa, J.E. (1987). A rheologic classification of subaerial sediment-water flows. In *Debris FloS/Avalanches: Process, Recognition and Mitigation*. Geological Society of America. 1-12.
- Pierson, T.C., Janda, R.J., Thouret, J.C. & Borrero, C.A. (1990). Perturbation and melting of snow and ice by the 13 November 1985 eruption of Nevado del Ruiz, and consequent mobilization, flow, and deposition of lahars. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 41 17-66.
- Piro, D.J. & Maki, K.J. (2013). *An adaptive interface compression method for water entry and exit: Technical Report 2013-350*. Rapport technique. Université du Michigan, Département de l'Architecture Navale et de l'Ingénierie Marine.
- Powell, M.J.D. (1969). A method for nonlinear constraints in minimization problems. In R. Fletcher, ed. *Optimization*. New-York: Academic Press. 283-298.
- Pradhan, R.N. (2017). *Physical Modeling of Debris Flow by Varying Sediment Concentration*. Thèse de master. Trondheim: Norwegian University of Science and Technology.
- Preuth, T., Bartelt, P., Korup, O. & McArdeil, B.W. (2010). A random kinetic energy model for rock avalanches: Eight case studies. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 111 F03036.
- Proske, D., Suda, J. & Hübl, J. (2011). Debris flow impact estimation for breakers. *Georisk Assessment and Management of Risk for Engineered Systems and Geohazards*, 5(2): 143-155.
- Putz, A., Frigaard, I.A. & Martinez, D.M. (2009). On the lubrication paradox and the use of regularisation methods for lubrication flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 163(1-3): 62-77.
- Quan Luna, B. *et al.* (2011). The application of numerical debris flow modelling for the generation of physical vulnerability curves. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 11 2047-2060.
- Rabideau, B.D. *et al.* (2010). The Extrusion of a Model Yield Stress Fluid Imaged by MRI Velocimetry. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165(7-8): 394-408.
- Ramos, G.G., Soares, E.J. & Thompson, R.L. (2013). The yield zone concept and its application on a 4:1 abrupt contraction for an apparent-yield-stress fluid. *Latin American Applied Research*, 43 363-367.
- Recking, A., Didier, R. & Degoutte, G. (2013). *Torrents et rivières de montagne : Dynamique et aménagement*. France: Editions Quae.
- Recoquillon, Y. (2013). *Etude expérimentale et numérique des écoulements diphasiques dans la boîte à eau d'un véhicule automobile*. Thèse de doctorat. Orléans: Université d'Orléans.

- Reddy, J.N. & Gartling, D.K. (2010). *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics*. 3rd ed. Boca Raton: CRC Press.
- Remaître, A. (2006). *Morphologie et dynamique des laves torrentielles : Application aux torrents des Terres Noires du bassin de Barcelonnette (Alpes du Sud)*. Caen: Thèse de doctorat, Université de Caen/Basse-Normandie.
- Remaître, A. et al. (2005). Flow behaviour and runout modelling of a complex debris flow in a clay-shale basin. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30 479-488.
- Rentschler, M. (2010). *Simulating Viscoplastic Avalanches*. Thèse de doctorat. Lausanne: Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Rickenmann, D., Laigle, D., McArdell, B.W. & Hübl, J. (2006). Comparison of 2D debris-flow simulation models with field events. *Computational Geosciences*, 10 241-264.
- Roache, P.J. (1994). Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. *Journal of Fluids Engineering*, 116 405-413.
- Rodriguez-Paz, M. & Bonet, J. (2004). A corrected smooth particle hydrodynamics method for the simulation of debris flows. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, 20(1): 140-163.
- Roenby, J., Larsen, B.E., Bredmose, H. & Jasak, H. (2017). A new Volume-Of-Fluid method in OpenFOAM. In Visonneau, M., P., Q. & Le Touzé, D., eds. *7th International Conference on Computational Methods in Marine Engineering*. Nantes, 2017.
- Roland, N. (2010). *Modélisation de la transition vers la turbulence d'écoulements en tuyau de fluides rhéofluidifiants par calcul numérique d'ondes non linéaires*. Thèse de doctorat. Nancy: Université de Lorraine.
- Romanova, D.I. (2017). 3D avalanche flow modeling using OpenFOAM. *Proceedings of Institute for System Programming of the RAS*, 29(1): 85-100.
- Roobol, M.J. & Smith, A.L. (1989). Volcanic and associated hazards in the Lesser Antilles. In J.H. Latter, ed. *Volcanic hazards, assessment and monitoring*. Berlin: Springer. 57-85.
- Roquet, N. & Saramito, P. (2003). An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 192(31): 3317-3341.
- Roustaei, A. & Frigaard, I.A. (2013). The occurrence of fouling layers in the flow of a yield stress fluid along a wavy-walled channel. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 198 109-124.
- Roustaei, A., Gosselin, A. & Frigaard, I.A. (2015). Residual drilling mud during conditioning of uneven boreholes in primary cementing. Part 1: Rheology and geometry effects in non-inertial flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 220 87-98.
- Rudert, A. & Schwarze, R. (2009). Experimental and numerical investigation of a viscoplastic Carbopol gel injected into a prototype 3D mold cavity. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 161 60-68.
- Rusche, H. (2002). *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*. Thèse de doctorat. London: Imperial College of Science, Technology & Medicine.
- Santacreu, S.D. (2006). *Méthode de raffinement de maillage adaptatif hybride pour le suivi de fronts dans des écoulements incompressibles*. Thèse de doctorat. Bordeaux: Université Sciences et Technologies - Bordeaux I.
- Santi, P.M., Hewitt, K., VanDine, D.F. & Barillas Cruz, E. (2011). Debris-flow impact, vulnerability, and response. *Natural Hazards*, 56 371-402.
- Saramito, P. (1990). *Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques par éléments finis incompressibles et une méthode de directions alternés-applications*. Thèse de doctorat. Grenoble: Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Saramito, P. (2002). *Algorithmes et logiciels pour la simulation numérique en fluides non-Newtoniens*. Rapport. Grenoble: Université Joseph-Fourier - Grenoble I.
- Saramito, P. (2007). A new constitutive equation for elastoviscoplastic fluid flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 145(1): 1-14.
- Saramito, P. (2018). *Efficient C++ Finite Element Computing with Rheolef - version 7.0*. Cours DEA. Grenoble.
- Saramito, P. & Roquet, N. (2001). An adaptive finite element method for viscoplastic fluid flows in pipes. *Comput. Meth. Applied Mech. Engng.*, 190(40-41): 5391-5412.
- Saramito, P. & Wachs, A. (2017). Progress in numerical simulation of yield stress fluid flows. *Rheologica Acta*, 56(3): 211-230.
- Sauret, B. (1987). Coulées boueuses. Laves torrentielles. Coulées de débris canalisées. Compte-rendu bibliographique. *Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 150-151 65-77.
- Sawko, R. (2012). *Mathematical and Computational Methods of non-Newtonian, Multiphase Flows*. Thèse de doctorat. Cranfield: Cranfield University.
- Schlunegger, F. et al. (2009). Limits of sediment transfer in an alpine debris-flow catchment, Illgraben, Switzerland. *Quaternary Science Reviews*, 28(11-12): 1097-1105.
- Schmitt, P. & Elsaesser, B. (2015). On the use of OpenFOAM to model oscillating wave surge converters. *Ocean Engineering*, 108 98-104.
- Schneider, D. et al. (2010). Insights into rock-ice avalanche dynamics by combined analysis of seismic recordings and a numerical avalanche model. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 115 F04026.
- Scott, P.S., Mirza, F. & Vlachopoulos, J. (1988). Finite-element simulation of laminar viscoplastic flows with regions of recirculation. *Journal of Rheology*, 32 387-400.
- Scrivenor, J.B. (1929). The mudstreams ('lahars') of Gunong Keleot in Java. *Geology Magazin*, 66 433-434.
- Sestak, J. (1974). Flow of Non-Newtonian Fluids in Open Circular Channels. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 52 670-672.
- Shadloo, M.S. (2013). *Improved Multiphase Smoothed Particle Hydrodynamics*. Thèse de doctorat. Istanbul: Sabanci University.
- Shadloo, M.S., Oger, G. & Le Touzé, D. (2016). Smoothed particle hydrodynamics method for fluid flows, towards industrial applications: Motivations, current state, and challenges. *Computers & Fluids*, 136 11-34.
- Shao, S. & Lo, E.Y.M. (2003). Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface. *Advances in Water Resources*, 26(7): 787-800.
- Shen, Y., Wen, Z. & Zhang, Y. (2014). Augmented Lagrangian alternating direction method for matrix separation based on low-rank factorization. *Optimization Methods and Software*, 29(2): 239-263.
- Shepherd, J.B. (1989). Eruption, eruption precursors and related phenomena in the Lesser Antilles. In J.H. Latter, ed. *Volcanic hazards, assessment and monitoring*. Berlin: Springer. 292-311.
- Shi, Y.-E. (2006). *Résolution numérique des équations de Saint-Venant par la technique de projection en utilisant une méthode des volumes finis dans un maillage non structuré*. Thèse de doctorat. Caen: Université de Caen.
- Shrestha, B. et al. (2012). Driftwood deposition from debris flows at slit-check dams and fans. *Natural Hazards*, 61 577-602.
- Silbert, L. et al. (2001). Granular flow down an inclined plane: Bagnold scaling and rheology. *Physical Review E*, 64 051302.
- Sivakumar, P., Bharti, R.P. & Chhabra, R.P. (2006). Effect of power-law index on critical parameters for power-law flow across an unconfined circular cylinder. *Chemical Engineering Science*, 61 6035-6046.
- Smith, G.A. & Fritz, W.J. (1989). Volcanic influences on terrestrial sedimentation. *Geology*, 17(4): 375-376.

- Smuts, E.M., Deglon, D.A. & Meyer, C.J. (2017). A coupled CFD-DEM model for simulating the rheology of particulate suspensions. *Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal*, 17(5): 290 - 301.
- Smyrniaios, D.N. & Tsamopoulos, J.A. (2001). Squeeze flow of Bingham plastics. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 100 165-190.
- Sochi, T. (2010). Flow of non-newtonian fluids in porous media. *Journal of Polymer Science - Part B - Polymer Physics*, 48(23): 2437-2767.
- Sochi, T. (2015). Flow of non-Newtonian Fluids in Converging-Diverging Rigid Tubes. *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering*, 10(3): 387-399.
- Spelay, R.B. (2007). *Solids transport in laminar, open channel flow of Non-Newtonian slurries*. Thèse de doctorat. Saskatchewan: Université de Saskatchewan.
- Stoker, J.J. (1957). *Water Waves*. 4th ed. New-York: Intersciences Publishers Inc.
- Syrakos, A., Dimakopoulos, Y., Georgiou, G.C. & Tsamopoulos, J. (2016). Viscoplastic flow in an extrusion damper. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 232 102-124.
- Syrakos, A., Georgiou, G.C. & Alexandrou, A.N. (2013). Solution of the square lid-driven cavity flow of a Bingham plastic using the finite volume method. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 195 19-31.
- Syrakos, A., Georgiou, G.C. & Alexandrou, A.N. (2015). Thixotropic flow past a cylinder. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 220 44-56.
- Syrakos, A., Georgiou, G.C. & Alexandrou, A.N. (2016). Cessation of the lid-driven cavity flow of Newtonian and Bingham fluids. *Rheologica Acta*, 55 51-66.
- Tabuteau, H., Coussot, P. & de Bruyn, J.R. (2007). Drag force on a sphere in steady motion through a yield-stress fluid. *Journal of Rheology*, 51(1): 125-137.
- Taibi, M. *et al.* (2008). Modélisation théorique et numérique des problèmes d'écoulement des fluides non newtoniens en conduites déformables. *Lebanese Science Journal*, 9(2): 47-61.
- Taibi, H. & Messelmi, F. (2017). Effect of yield stress on the behavior of rigid zones during the laminar flow of Herschel-Bulkley fluid. *Alexandria Engineering Journal*.
- Takahashi, T. (1981). Debris Flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13 57-77.
- Takahashi, T. (1991). *Debris flow*. Balkema.
- Takahashi, T. (2014). *Debris flow: mechanics, prediction and countermeasures*. 2nd ed. CRC Press.
- Tannehill, J.C., Anderson, D.A. & Pletcher, R.H. (1997). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. Taylor & Francis.
- Tanner, R.I. & Milthorpe, J.F. (1983). Numerical simulation of the flow of fluids with yield stress. In *Third International Conference*. Seattle, 1983.
- Thakur, P., Mittal, S., Tiwari, N. & Chhabra, R.P. (2016). The motion of a rotating circular cylinder in a stream of Bingham plastic fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 235 29-46.
- Therien, N., Coupal, B. & Corneille, J.L. (1970). Vérification expérimentale de l'épaisseur du film pour des liquides non-Newtoniens s'écoulant par gravité sur un plan incliné. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 48 17-20.
- Tiberghien, D. (2007). *Etude expérimentale de l'interaction d'un écoulement à surface libre de fluide à seuil avec un obstacle. Application aux laves torrentielles boueuses*. Thèse de doctorat. Grenoble: Université Joseph Fourier.
- Tiwari, M.K., Bazilevsky, A.V., Yarin, A.L. & Megaridis, C.M. (2009). Elongational and shear rheology of carbon nanotube suspensions. *Rheology Acta*, 597-609.
- Tokpavi, D.L., Magnin, A. & Jay, P. (2008). Very slow flow of Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 154 65-76.
- Torey, M.D., Cloutman, L.D., Mjølness, R.C. & Hirt, C.W. (1985). *NASA-VOF2D, A computer program for incompressible flows with free surfaces*. Rapport interne. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory.
- Tryggvason, G. *et al.* (2001). A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, 169(2): 708-759.
- Tsamopoulos, J.A., Chen, M.F. & Borkar, A.V. (1996). On the spin coating of viscoplastic fluids. *Rheologica Acta*, 35 597-615.
- Turkeri, H., Piskin, S. & Celebi, S.M. (2010). Non-Newtonian Blood Flow simulation in a Realistic Artery Domain. In Pereira, J.C.F. & Sequeira, A., eds. *Fifth European Conference on Computational Fluid Dynamics*. Lisbonne, 2010.
- Turmel, D. (2008). *Analyse des chutes de bloc dans le domaine subaquatique*. Thèse pour l'obtention du grade de maître ès sciences. Québec: Université Laval.
- Ubbink, O. (1997). *Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces*. Thèse de doctorat. Londres: Imperial College of Science, Technology and Medicine.
- Ubbink, O. & Issa, R.I. (1999). A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. *J. Comput. Phys.*, 153 26-50.
- Uzawa, H. (1958). Iterative methods for concave programming. *Studies in Linear and Nonlinear Programming*, 154-165.
- van Asch, T.W.J., Malet, J.-P., Remaitre, A. & Maquaire, O. (2004). Numerical modelling of the runout of a muddy debris flow. The effect of rheology on velocity and deposit thickness along the run-out track. In Lacerda, W., ed. *9th International Symposium on Landslides*. Rio de Janeiro, 2004.
- VanDine, D.F. & Bovis, M. (2002). History and Goals of Canadian Debris Flow Research, A Review. *Natural Hazards*, 26(1): 67-80.
- Vanyaza, S.L. (2004). *Non-Newtonian Open-Channel Flow: Effect of Shape on Laminar and Transitional Flow*. Thèse de Magister. Cape Town: Cape Technikon.
- Vassilevski, Y., Nikitin, K.D., Olshanskii, M. & Terekhov, K.M. (2012). CFD technology for 3D simulation of large-scale hydrodynamic events and disasters. *Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling*, 27(4): 399-412.
- Vaunat, J. & Leroueil, S. (2002). Analysis of Post-Failure Slope Movements within the Framework of Hazard and Risk Analysis. *Natural Hazards*, 26(1): 81-107.
- Vayssade, A.-L. (2015). *Flows of Herschel-Bulkley fluids in confined environments: applications to the cementing of oil wells*. Thèse de doctorat. Paris: Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- Versteeg, H.K. & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*.
- Viccone, G., Ferlisi, S. & Marra, E. (2015). A numerical investigation of the interaction between debris flows and defense barriers. In *Advances in Environmental and Geological Science and Engineering*. Salerno: WSEAS Press. 332-342.
- Vila, J.-P. (1986). *Sur la théorie et l'approximation numérique de problèmes hyperboliques non linéaires. Applications aux équations de Saint-Venant et à la modélisation des avalanches de neige dense*. Thèse de doctorat. Paris: Université Pierre et Marie Curie.
- Vinay, G. (2005). *Modélisation du redémarrage des écoulements de bruts paraffiniques dans les conduites pétrolières*. Thèse de doctorat. Paris: École des Mines Paris et de L'IFP.

- Vinay, G., Wachs, A. & Frigaard, I. (2007). Start-up transients and efficient computation of isothermal waxy crude oil flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 143 141-156.
- Vola, D., Babik, F. & Latché, J.C. (2004). On a numerical strategy to compute gravity currents of non-Newtonian fluids. *Journal of Computational Physics*, 201 397-420.
- Vola, D., Boscardin, L. & Latché, J.C. (2003). Laminar unsteady flows of Bingham fluids: a numerical strategy and some benchmark results. *Journal of Computational Physics*, 187 441-456.
- von Boetticher, A., Rickenmann, D., McArdell, B. & Kirchner, J.W. (2017). Four-way coupling of a three-dimensional debris flow solver to a Lagrangian Particle Simulation: method and first results. In *19th EGU General Assembly, EGU2017*. Vienne, 2017.
- von Boetticher, A. et al. (2017). DebrisInterMixing-2.3: a finite volume solver for three-dimensional debris-flow simulations with two calibration parameters – Part 2: Model validation with experiments. *Geoscientific Model Development*, 10 3963-3978.
- von Boetticher, A. et al. (2016). DebrisInterMixing-2.3: a finite volume solver for three-dimensional debris-flow simulations with two calibration parameters – Part 1: Model description. *Geosci. Model Dev.*, 9 2909-2923.
- Voronetska, K. (2012). *Simulation numérique directe des écoulements à phases dispersées*. Thèse de doctorat. Bordeaux: Université de Bordeaux I.
- Wang, Y.-C. (2015). *Numerical Computation of Wind Turbine Fows and Fluid Problem by OpenFOAM and Ansys*. Thèse de doctorat. Texas A&M University.
- Wang, W. et al. (2016). 3D numerical simulation of debris-flow motion using SPH method incorporating non-Newtonian fluid behavior. *Natural Hazards*, 81(3): 1981-1998.
- Wang, C., Li, S. & Esaki, T. (2008). GIS-based two-dimensional numerical simulation of rainfall-induced debris flow. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 8 47-58.
- Wang, F.W. et al. (2015). Preliminary investigation of the 20 August 2014 debris flows triggered by a severe rainstorm in Hiroshima City, Japan. *Geoenvironmental Disasters*, 2(17): 1-17.
- Wardle, K.E. & Weller, H.G. (2013). Hybrid Multiphase CFD Solver for Coupled Dispersed/Segregated Flows in Liquid-Liquid Extraction. *International Journal of Chemical Engineering*, 2013(128936).
- Weller, H.G. (2006). *A new approach to VOF-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow*, Tech. Rep. TR/HGW/07. OpenCFD Ltd.
- Weller, H.G., Tabor, G., Jasak, H. & Fureby, C. (1998). A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*, 12(6): 620-631.
- Wertel, J. (2009). *Modélisation tridimensionnelle des écoulements turbulents en conduite d'assainissement à surface libre*. Thèse de doctorat. Strasbourg: Université de Strasbourg.
- Wieczorek, G.F. & Glade, T. (2005). Climatic factors influencing occurrence of debris flows. In M.a.H.O.(.). Jakob, ed. *Debris-flow hazards and related phenomena*. Berlin: Springer. 325-362.
- Wu, J., Chen, G.-q., Zheng, L. & Zhang, Y. (2013). GIS-based numerical modelling of debris flow motion across three-dimensional terrain. *Journal of Mountain Science*, 10(4): 522-531.
- Xu, X. (2016). An improved SPH approach for simulating 3D dam-break flows with breaking waves. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 311 723-742.
- Yang, C., Lin, B., Jiang, C. & Liu, Y. (2010). Predicting near-field dam-break flow and impact force using a 3D model. *Journal of Hydraulic Research*, 48(6): 784-792.
- Yang, X., Zhang, Q. & Hao, L. (2015). Numerical investigation of fluid mud motion using a three-dimensional hydrodynamic and two-dimensional fluid mud coupling model. *Ocean Dynamics*, 65(3).
- Yavari, S. & Ataie-Ashtiani, B. (2016). Numerical modeling of subaerial and submarine landslide-generated tsunami waves—recent advances and future challenge. *Landslides*, 13(6): 1325-1368.
- Yeylaghi, S., Crawford, C., Oshkai, P. & Buckham, B. (n.d.). A Comparison of SPH and RANS Models for Simulation of Wave Overtopping. In *5th International Conference on Ocean Energy*. Halifax.
- Yue, P., Feng, J.J., Liu, C. & Shen, J. (2004). A diffuse-interface method for simulating two-phase flows of complex fluids. *J. Fluid Mech.*, 515 293-317.
- Yu, B. et al. (2010). Research on the giant debris flow hazards in Zhouqu County, Gansu Province on August 7, 2010. *Journal of Engineering Geology*, 18(4): 437-444.
- Zanchetta, G. et al. (2004). Characteristics of May 5-6, 1998 volcanoclastic debris flows in the Sarno area (Campania, southern Italy): relationships to structural damage and hazard zonation. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 133 377-393.
- Zhang, S. (1993). A comprehensive approach to the observation and prevention of debris flow in China. *Natural Hazards*, 7 1-23.
- Zhang, J., Guo, Z.X., Cao, S.Y. & Singh, V.P. (2013). Scale model for the confluent area of debris flow and main river: a case study of the Wenjia Gully. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 13 3083-3093.
- Zhang, N. & Matsushima, T. (2016). Simulation of rainfall-induced debris flow considering material entrainment. *Engineering Geology*, 214 107-115.
- Zhang, N. & Matsushima, T. (2018). Numerical investigation of debris materials prior to debris flow hazards using satellite images. *Geomorphology*, 308 54-63.
- Zhao, T. (2014). *Investigation of Landslide-Induced Debris Flows by the DEM and CFD*. Thèse de doctorat. Oxford: University of Oxford.
- Zhao, Z. & Zhang, J. (2018). Numerical Simulations for Large Deformation of Geomaterials Using Molecular Dynamics. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2018(3): 1-6.
- Zhou, Z.Q., De Kat, J.O. & Buchner, B. (1999). A nonlinear 3-D approach to simulate green water dynamics on dec. In Piquet, J., ed. *7th Int. Conf. Num. Ship Hydrod.* Nantes, 1999.
- Zhu, H., Kim, Y.D. & De Kee, D. (2005). Non-Newtonian fluids with a yield stress. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 129 177-181.

Table des figures

Figure 1 : Dégâts causés dans le village de Chantelouve (Isère, France) suite à l'événement du 2 août 2014 (Source : Damien Kuss, RTM 38, ONF).....	9
Figure 2 : Dynamique temporelle typique d'une lave torrentielle (Remaître, 2006).....	12
Figure 3 : Zones fonctionnelles typiques d'un bassin versant de torrentiel (Morard, 2009).....	13
Figure 4 : Structure longitudinales d'une lave torrentielle (Koulinski, 2013).....	14
Figure 5 : Front de la lave torrentielle de l'Ilgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).....	15
Figure 6 : Corps de la lave torrentielle de l'Ilgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).....	15
Figure 7 : Queue de la lave torrentielle de l'Ilgraben du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).....	16
Figure 8 : Dépôts latéraux observés sur les rives de l'Ilgraben lors de la lave torrentielle du 22 juillet 2016 (Source : goo.gl/WLVj5X).....	16
Figure 9 : Bourrelet latéral typique témoignant du passage d'une lave torrentielle : exemple du torrent de la Vaudaine à Livet-et-Gavet (Isère, France) (Ministère de l'Ecologie, 2012).....	17
Figure 10 : Représentation d'une lave torrentielle typique (Bardou, 2002).....	17
Figure 11 : Phénomènes lents et rapides en hydraulique et mouvements de terrain (Remaître, 2006).....	18
Figure 12 : Arrêt d'une lave torrentielle sur un terrain de pente non nulle (Koulinski, 2013).....	20
Figure 13 : Représentation qualitative des relations hauteur-vitesse pour de l'eau et une lave torrentielle (Koulinski, 2013).....	21
Figure 14 : Courbes d'écoulement pour divers fluides newtoniens.....	21
Figure 15 : Courbe d'écoulement un fluide non-newtonien à seuil.....	22
Figure 16 : Synoptique support de lecture.....	27
Figure 17 : Les différentes étapes de la démarche adoptée.....	28
Figure 18 : Synoptique support de lecture.....	29
Figure 19 : Dépôts d'une lave torrentielle granulaire : exemple du torrent de la Creusaz à Chamonix (Haute-Savoie, France) (Bel, 2017).....	32
Figure 20 : Dépôts d'une lave torrentielle boueuse : exemple du torrent du Saint-Antoine à Bourg-d'Oisans (Isère, France) (Ancey, 1999).....	33
Figure 21 : Représentation du modèle d'Herschel-Bulkley en cisaillement simple.....	34
Figure 22 : Dépôts laissés après le passage d'un lahar : exemple du Mont Saint Helens (Etat de Washington, Etats-Unis d'Amérique) (Source : https://goo.gl/vZ7rcg).....	34
Figure 23 : Régularisation du modèle bi-visqueux pour un fluide de type Herschel-Bulkley (a) et de Bingham (b) en cisaillement simple (O'Donovan & Tanner, 1984).....	37
Figure 24 : Illustration graphique d'un problème de point selle (Dauphin <i>et al.</i> , 2014).....	39
Figure 25 : Résultats numériques d'un écoulement de fluide à seuil à travers un canal à parois ondulées, déterminés avec un schéma de type Lagrangien augmenté (code Rheolef) : maillage avec raffinement spécifique près des interfaces de transition rigide/liquide (image de gauche) et champ de vitesse adimensionnel avec en gris les zones rigides (image de droite) (Balmforth <i>et al.</i> , 2014).....	40
Figure 26 : Définition des attentes auxquelles l'approche de modélisation des laves torrentielles doit répondre d'un point de vue numérique.....	42
Figure 27 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type DEM : étude de l'impact d'un mélange granulaire contre un obstacle : état initial (image de gauche) ; vue latérale du dépôt final (image de droite) (Calvetti <i>et al.</i> , 2016).....	45
Figure 28 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type SPH : étude des dépôts d'écoulements granulaires à travers des obstructions : comparaison des résultats expérimentaux (image de gauche) et numériques (image de droite) (Abdelrazek <i>et al.</i> , 2016).....	45
Figure 29 : Exemples de simulations numériques 2D avec une méthode de type SPH : comparaison des hauteurs de dépôt expérimental (image de gauche) et numériques (image de droite) de la lave torrentielle de Rotolon (Brezzi, 2016).....	46
Figure 30 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type SPH : écoulements à différents instants de la lave torrentielle de Yohutagawa (Wang <i>et al.</i> , 2016).....	46
Figure 31 : Comparaison adimensionnelle des profils de vitesse numériques (courbe continu bleue) avec les données expérimentales (ronds rouges) de Spelay (Spelay, 2007) : résultats en canal semi-circulaire pour un débit de 3 l/s, une pente de 3° et une contrainte seuil de 13,3 Pa (Montilla Pérez, 2017).....	54
Figure 32 : Expériences de de Souza-Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007) des écoulements non-newtoniens à travers une cavité de section circulaire : dispositif expérimental (image de gauche) et visualisation de l'écoulement par technique PIV (image de droite ; la zone cisailée correspond à la zone centrale de l'image présentant des lignes de courant blanches).....	55
Figure 33 : Comparaison des résultats numériques (partie supérieure) avec les données expérimentales (partie inférieure) de de Souza-Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007) pour la géométrie $R_0/R = 5$ et $L_0/R_0 = 1$: Carbopol à 0,09 % et $\tau_R^* = 4$ (colonne de gauche), Carbopol à 0,11 % et $\tau_R^* = 2,6$ (colonne de droite).....	55
Figure 34 : Résultats numériques obtenus par dos Santos (dos Santos <i>et al.</i> , 2014) : champ de déformation élastique pour une vitesse d'entrée $u^* = 0,01$	56
Figure 35 : Expériences de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015) des écoulements non-newtoniens par-dessus une marche brusque en canal rectangulaire fermé.....	56
Figure 36 : Résultats des simulations numériques de Marly (Marly & Vigneaux, 2017) pour un nombre de Bingham égal à 50 : lignes de courant, zones rigides et lignes de suivi (en pointillés noirs) (image de gauche) pour les profils de vitesse (image de droite).....	57
Figure 37 : Expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) des écoulements non-newtoniens sur plans inclinés (Rentschler, 2010).....	57
Figure 38 : Comparaison des étalements numériques (partie inférieure) avec les données expérimentales (partie supérieure) pour une pente de 12° (Cochard, 2007) : $t = 5$ s.....	58
Figure 39 : Représentation numérique de l'étalement à $t = 0,6$ s pour une pente de 12° (Nikitin <i>et al.</i> , 2011).....	59
Figure 40 : Comparaison des profils d'étalement numériques avec les données expérimentales de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) pour une pente de 12° (Bernabeu <i>et al.</i> , 2012) : de $t = 0,4$ s à $t = 0,8$ s (image de gauche) et de $t = 1$ s à $t = 600$ s (image de droite).....	59
Figure 41 : Comparaison des profils numériques de hauteur (image de gauche) et d'étalement (image de droite) avec les données expérimentales de Cochard (Cochard & Ancey, 2009) pour une pente de 6° (Yang <i>et al.</i> , 2015) à $t = 0,4$ s.....	60

Figure 42 : Canal utilisé pour les expériences d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009) des écoulements non-newtoniens en canal étroit (Ancey <i>et al.</i> , 2012).....	60
Figure 43 : Comparaison des profils d'écoulement numériques (partie supérieure) avec les données expérimentales (partie inférieure) de Minussi (Minussi & Maciel, 2012) pour une pente horizontale : $t = 0,6$ s.....	61
Figure 44 : Exemples de simulations numériques 3D avec une méthode de type VOF (von Boetticher <i>et al.</i> , 2017) : comparaison de résultats numériques (image de gauche) d'écoulements à surface libre obtenus avec le code DebrisInterMixing-2.3 avec les résultats expérimentaux d'Iverson (Iverson <i>et al.</i> , 2010) (image de droite).....	62
Figure 45 : Synoptique support de lecture.....	64
Figure 46 : Modélisation de l'interface entre deux fluides par une méthode utilisant un maillage dynamique (à gauche) et un maillage fixe (à droite) (Ubbink, 1997).....	69
Figure 47 : Exemple d'interface dans des volumes de contrôle avec la méthode VOF.....	69
Figure 48 : Coefficient C_α (cAlpha) intervenant dans le dictionnaire <i>fvSolution</i> d'OpenFOAM.....	72
Figure 49 : Illustration du calcul du coefficient de compression C_α intervenant dans le dictionnaire <i>fvSolution</i> d'OpenFOAM (Piro & Maki, 2013).....	72
Figure 50 : Exemple de paramétrage du modèle rhéologique <i>HerschelBulkley</i> dans le dictionnaire <i>transportProperties</i> d'OpenFOAM (Greenshields, 2017).....	74
Figure 51 : Représentation de la régularisation du modèle bi-visqueux employée dans le code de calcul d'OpenFOAM.....	75
Figure 52 : Extrait du dictionnaire <i>HerschelBulkley.C</i> d'OpenFOAM permettant le calcul de la viscosité selon la régularisation bi-visqueuse.....	75
Figure 53 : Extrait du dictionnaire <i>viscosityModel.C</i> d'OpenFOAM permettant le calcul du taux de cisaillement.....	76
Figure 54 : Comparaison des régularisations bi-visqueuse et de Papanastasiou pour un fluide non-newtonien à seuil décrit par un modèle de type Herschel-Bulkley.....	77
Figure 55 : Exemple de paramétrage de la régularisation de Papanastasiou, adaptée au modèle rhéologique d'Herschel-Bulkley : dictionnaire <i>transportProperties</i> d'OpenFOAM.....	77
Figure 56 : Algorithmes SIMPLE (à gauche) et PISO (à droite) sous OpenFOAM (Holzinger, 2015).....	83
Figure 57 : Algorithme PIMPLE sous OpenFOAM (Holzinger, 2015).....	83
Figure 58 : Procédure de modélisation typique.....	84
Figure 59 : Synoptique support de lecture.....	86
Figure 60 : Chenal d'écoulement du village de Chantelouve en novembre 2015 (ICube, 3D Eau).....	89
Figure 61 : Limites du domaine de calcul du canal de Debiane (Debiane, 2000).....	91
Figure 62 : Exemple d'évolution du bilan de masse au cours d'une simulation numérique.....	92
Figure 63 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	93
Figure 64 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	93
Figure 65 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse.....	94
Figure 66 : Sensibilité au maillage : courbe de remous.....	95
Figure 67 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	96
Figure 68 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse dans la direction verticale.....	97
Figure 69 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : courbe de remous.....	98
Figure 70 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	98
Figure 71 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : courbe de remous numériques.....	100
Figure 72 : Sensibilité à la consistance K : courbe de remous numériques.....	101
Figure 73 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : courbe de remous numériques.....	101
Figure 74 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).....	103
Figure 75 : Sensibilité à la consistance K : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).....	103
Figure 76 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : courbe de remous analytiques d'après le modèle de Piau (Piau, 1996).....	104
Figure 77 : Sensibilité à la contrainte seuil τ_c : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.....	106
Figure 78 : Sensibilité à la consistance K : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.....	106
Figure 79 : Sensibilité à l'indice d'écoulement n : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.....	107
Figure 80 : Sensibilité à la rhéologie : variations des résultats numériques.....	108
Figure 81 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	108
Figure 82 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des courbes de remous numériques avec l'expérimental.....	109
Figure 83 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	110
Figure 84 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_0^* = 3,0 \times 10^3$	111
Figure 85 : Sensibilité à la viscosité de régularisation : profils de vitesse à $x^* = 0,60$	112
Figure 86 : Comparaison entre la contrainte de cisaillement à la paroi numérique pour $\eta_0^* = 3,0 \times 10^3$ et la contrainte de cisaillement à la paroi analytique (Coussot, 1994).....	113
Figure 87 : Sensibilité à la viscosité de régularisation : profils de viscosité à $x^* = 0,60$	114
Figure 88 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur l'analyse des profils de vitesse : résultats pour $\eta_0^* = 1,2 \times 10^7$	115
Figure 89 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour $\eta_0^* = 3,0 \times 10^3$	117
Figure 90 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour $\eta_0^* = 2,6 \times 10^4$, $\eta_0^* = 2,6 \times 10^5$, $\eta_0^* = 2,6 \times 10^6$ et $\eta_0^* = 1,2 \times 10^7$	117
Figure 91 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	117
Figure 92 : Visualisation des ondulations au niveau de la surface libre de l'écoulement (vue latérale du canal modélisé).....	118
Figure 93 : Visualisation des ondulations au niveau de la surface libre de l'écoulement (vue dans le canal modélisé).....	118
Figure 94 : Illustration du calcul du coefficient de compression C_α intervenant dans le dictionnaire <i>fvSolution</i> d'OpenFOAM (Piro & Maki, 2013).....	119
Figure 95 : Sensibilité des résultats au paramètre C_α : coupe transversale ($x^+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_\alpha = 0$	120
Figure 96 : Sensibilité des résultats au paramètre C_α : coupe transversale ($x^+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_\alpha = 1$	120

Figure 97 : Sensibilité des résultats au paramètre C_a : coupe transversale ($x^+ = 0,80$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; $C_a = 2$	121
Figure 98 : Sensibilité aux schémas numériques : courbe de remous.....	122
Figure 99 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale de la surface libre à $x^+ = 0,60$	122
Figure 100 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss Upwind.....	123
Figure 101 : Etapes de l'analyse des expériences de Debiane.....	123
Figure 102 : Section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$) du champ de vitesse numérique 3D : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$).....	126
Figure 103 : Comparaison, dans une section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$), du champ de vitesse numérique 3D avec le champ de vitesse théorique 2D construit d'après le modèle de Coussot (Coussot, 1994) : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°1 ($\theta = 4,9^\circ$).....	127
Figure 104 : Pont de la RN91 à l'issue de la lave torrentielle du torrent de la Vaudaine du 10 août 1983 (RTM 38, ONF).....	130
Figure 105 : Géométrie du modèle physique de la conduite fermée des expériences de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	131
Figure 106 : Mise en œuvre de la technique de vélocimétrie par image de particules des expériences de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	132
Figure 107 : Limites du domaine de calcul de la conduite fermée (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	133
Figure 108 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	136
Figure 109 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	137
Figure 110 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation bi-visqueuse.....	138
Figure 111 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'aval de la marche avec la régularisation bi-visqueuse.....	138
Figure 112 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation de Papanastasiou.....	138
Figure 113 : Sensibilité au maillage : profils de vitesse à l'aval de la marche avec la régularisation de Papanastasiou.....	138
Figure 114 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	139
Figure 115 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation bi-visqueuse.....	140
Figure 116 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale à l'aval de la marche avec la régularisation bi-visqueuse.....	140
Figure 117 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$) avec la régularisation de Papanastasiou.....	140
Figure 118 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil de vitesse numérique dans la direction verticale à l'aval de la marche avec la régularisation de Papanastasiou.....	140
Figure 119 : Comparaison des vitesses maximales numériques u^* avec les données expérimentales : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales.....	141
Figure 120 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	141
Figure 121 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_{σ^*} dans le modèle bi-visqueux : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	143
Figure 122 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_{σ^*} dans le modèle bi-visqueux : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en aval de la marche.....	143
Figure 123 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	143
Figure 124 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profil de vitesse numérique dans la direction verticale en aval de la marche.....	143
Figure 125 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_{σ^*} dans le modèle bi-visqueux : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	144
Figure 126 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_{σ^*} dans le modèle bi-visqueux : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	144
Figure 127 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	144
Figure 128 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	144
Figure 129 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.....	145
Figure 130 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_{σ^*} dans le modèle bi-visqueux : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.....	145
Figure 131 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	146
Figure 132 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	147
Figure 133 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	147
Figure 134 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) : aucun glissement aux parois (CL_0).....	148
Figure 135 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) : glissement au niveau des parois latérales et du toit (CL_1).....	149
Figure 136 : Sensibilité aux conditions aux limites : champ de vitesse numérique adimensionnel à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$) : glissement uniquement au niveau des parois latérales (CL_2).....	149
Figure 137 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	150
Figure 138 : Sensibilité aux conditions aux limites : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	150
Figure 139 : Sensibilité aux conditions aux limites : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.....	150
Figure 140 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.....	151
Figure 141 : Sensibilité à la rhéologie : profils de vitesse numériques à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	152
Figure 142 : Sensibilité à la rhéologie : profils de vitesse numériques à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	152
Figure 143 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des profils de vitesse numériques avec les données expérimentales à l'amont de la marche ($x^+ = 0,34$).....	153
Figure 144 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des profils de vitesse numériques avec les données expérimentales à l'aval de la marche ($x^+ = 0,80$).....	153

Figure 145 : Sensibilité à la rhéologie : écarts relatifs par rapport aux valeurs expérimentales en termes de vitesse maximale.	153
Figure 146 : Etapes de l'analyse des expériences de Luu.	154
Figure 147 : Représentation des lignes de courant dans la géométrie, coloriées selon l'intensité de la vitesse adimensionnelle.	154
Figure 148 : Interface numérique entre zones liquide et rigide, basée sur le critère de la contrainte seuil : résultats pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de 52,0 cm ³ /s.	155
Figure 149 : Champ de contrainte adimensionnel numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de 52,0 cm ³ /s ; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).	156
Figure 150 : Champ de vitesse adimensionnel numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de 52,0 cm ³ /s ; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).	156
Figure 151 : Champ du taux de cisaillement adimensionnel numérique pour la régularisation de Papanastasiou et le débit de 52,0 cm ³ /s ; les points noirs correspondent aux mesures expérimentales effectuées par Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).	157
Figure 152 : Coupe longitudinale de la cavité des expériences de de Souza Mendes (image de gauche) et géométrie du modèle numérique 3D (image de droite).	160
Figure 153 : Mise en œuvre de la technique de vélocimétrie par image de particules des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007) : visualisation des lignes de courant pour une concentration en Carbopol de 0,09 %, $L_0/R_0 = 1$ et $R_0/R = 5$ (de gauche vers la droite, les images correspondent respectivement à des débits de 0,50 l/h et de 2,78 l/h).	161
Figure 154 : Limites du domaine de calcul de la cavité fermée (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007).	162
Figure 155 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.	163
Figure 156 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.	164
Figure 157 : Détermination de la proportion de volume cisailé au sein de la cavité centrale.	164
Figure 158 : Résultats numériques de simulation : volume cisailé au sein de la cavité centrale pour la Géom_1 et la Rhéo_1 : $q = 0,50$ l/h.	165
Figure 159 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.	165
Figure 160 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_1.	166
Figure 161 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_2.	166
Figure 162 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_3.	166
Figure 163 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_1 ; Géom_4.	166
Figure 164 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : proportion du volume cisailé dans la cavité centrale pour les quatre géométries testées avec la rhéologie Rhéo_1 ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs moyens par rapport aux valeurs expérimentales.	167
Figure 165 : Résultats numériques pour la géométrie Géom_2 et un débit $q = 9,28$ l/h : représentation du volume cisailé (image de gauche) et coupe transversale du champ de contrainte (image de droite) dans la cavité centrale, coloriées selon l'intensité de la contrainte.	167
Figure 166 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.	168
Figure 167 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_1.	169
Figure 168 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_2.	169
Figure 169 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : évolution du volume cisailé dans la cavité centrale en fonction du débit ; Rhéo_2 ; Géom_3.	169
Figure 170 : Proportion du volume cisailé dans la cavité centrale pour les quatre géométries testées avec la rhéologie Rhéo_2 ; écarts relatifs moyens par rapport aux valeurs expérimentales.	169
Figure 171 : Etapes de l'analyse des expériences de de Souza-Mendes.	169
Figure 172 : Synthèse des expériences de Luu : comparaison schématique des interfaces expérimentale et numérique.	170
Figure 173 : Synthèse des expériences de de Souza-Mendes : comparaison schématique des interfaces expérimentale et numérique.	171
Figure 174 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : sensibilité à la valeur de la contrainte seuil en tant que critère de coupure ; cas pour la Géom_1 et la Rhéo_1.	172
Figure 175 : Plage de dépôt du ruisseau de Claret, près de la commune de Saint-Julien-Mont-Denis en juillet 2012 (RTM 38, ONF).	173
Figure 176 : Géométrie du plan incliné des expériences de Cochard : état avec vanne fermée (Cochard & Ancey, 2009).	174
Figure 177 : Remplissage du réservoir amont avant étalement (Cochard & Ancey, 2009).	175
Figure 178 : Séquence d'ouverture de la vanne du réservoir.	176
Figure 179 : Ouverture de la vanne (coloriée en rouge) à $t = 0,4$ s (image de gauche) et à $t = 0,65$ s (image de droite).	176
Figure 180 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.	178
Figure 181 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.	178
Figure 182 : Sensibilité au maillage : étalement pour le maillage grossier ; $t = 10$ s.	179
Figure 183 : Sensibilité au maillage : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.	179
Figure 184 : Sensibilité au maillage : front d'étalement ; $t = 60$ s.	179
Figure 185 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.	179
Figure 186 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.	179
Figure 187 : Sensibilité au maillage : comparaison de la position du front et de la largeur maximale de l'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre le maillage grossier et le maillage fin.	180
Figure 188 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.	181
Figure 189 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : front d'étalement ; $t = 60$ s.	181
Figure 190 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.	181
Figure 191 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : comparaison de la position du front d'étalement et de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écarts relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.	182
Figure 192 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.	182
Figure 193 : Sensibilité à la vanne : front d'étalement ; $t = 60$ s.	183

Figure 194 : Sensibilité à la vanne : profil d'écoulement ; $t = 60$ s.....	183
Figure 195 : Sensibilité à la vanne : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	183
Figure 196 : Sensibilité à la vanne : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	184
Figure 197 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.....	184
Figure 198 : Sensibilité au nombre de Courant : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.....	185
Figure 199 : Sensibilité au nombre de Courant : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.....	185
Figure 200 : Sensibilité au nombre de Courant : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	186
Figure 201 : Sensibilité au nombre de Courant : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	186
Figure 202 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.....	187
Figure 203 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.....	188
Figure 204 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.....	188
Figure 205 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	188
Figure 206 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	189
Figure 207 : Etapes de l'analyse des expériences de Cochard.....	189
Figure 208 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : front d'étalement ; $t = 0,4$ s.....	190
Figure 209 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : profil d'écoulement ; $t = 0,4$ s.....	190
Figure 210 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	190
Figure 211 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : comparaison de la largeur maximale d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	191
Figure 212 : Géométrie du canal incliné des expériences d'Ancey : état avec vanne fermée (Ancey & Cochard, 2009).....	194
Figure 213 : Résultats numériques de simulation : allure de la surface libre ; $t = 3,8$ s.....	196
Figure 214 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : profil d'écoulement ; $t = 10$ s.....	196
Figure 215 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : profil d'écoulement ; $t = 600$ s.....	196
Figure 216 : Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales : comparaison de la position du front d'étalement ; résultats fournis sous la forme d'écart relatifs entre les résultats numériques et expérimentaux.....	197
Figure 217 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur le choix et la mise en œuvre des modèles régularisés.....	199
Figure 218 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la détection des zones rigides et liquides.....	201
Figure 219 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la représentation de la surface.....	201
Figure 220 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur le maillage.....	202
Figure 221 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la représentation des écoulements en chenal étroit.....	203
Figure 222 : Synthèse des réponses apportées par les expériences numériques pour la levée du verrou portant sur la gestion du caractère transitoire des écoulements.....	204
Figure 223 : Synoptique support de lecture.....	205
Figure 224 : Localisation géographique du bassin versant de la Vaudaine, délimité par la zone en bleu ciel sur la carte (Source : Google Earth).....	207
Figure 225 : Vue du haut du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).....	207
Figure 226 : Vue du réseau hydrographique sur le partie amont du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).....	208
Figure 227 : Vue du réseau hydrographique sur le partie aval du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).....	208
Figure 228 : Photographies aériennes de la partie aval du bassin versant de la Vaudaine : vue sur les plateformes à faible pente et la carrière (image de gauche) ainsi que sur la zone du pont routier et la confluence avec la Romanche (image de droite) (Source : RTM 38, ONF).....	209
Figure 229 : Photographies de la crue de 2006 : obstruction du pont et débordement en amont en rive gauche avec dépôts de matériaux sur la chaussée (Source : RTM 38, ONF).....	210
Figure 230 : Représentation 3D du Modèle Numérique de Terrain du bassin versant de la Vaudaine (Source : DREAL Auvergne - Rhône Alpes).....	213
Figure 231 : Représentation 3D du maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain du bassin versant de la Vaudaine.....	215
Figure 232 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain : zoom sur la zone de raffinement au niveau de la condition aux limites amont.....	216
Figure 233 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain : zoom sur la zone de raffinement au niveau du pont routier.....	216
Figure 234 : Maillage grossier sur le Modèle Numérique de Terrain (à gauche) : coupe transversale zoomée sur les 5 premiers mètres d'épaisseur du maillage (à droite) mettant en évidence les couches minces de cellules au niveau de la surface du terrain naturel.....	216
Figure 235 : Condition aux limites amont du modèle numérique 3D : hydrogramme d'injection de la lave torrentielle et évolution de la vitesse moyenne.....	217
Figure 236 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	220
Figure 237 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	220
Figure 238 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100$ s pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\ 400$ Pa)).....	222
Figure 239 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000$ s pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\ 400$ Pa)).....	222
Figure 240 : Résultats numériques 3D de l'écoulement de la lave torrentielle : pas de temps final pour la simulation n°3 (maillage grossier et Rhéo_2 ($\tau_c = 4\ 400$ Pa)).....	223
Figure 241 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	224

Figure 242 : Zones de dépôts finales et hauteurs finales de lave torrentielles pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : les résultats 2D sont à gauche, les résultats 3D (simulation n°3) sont à droite.....	225
Figure 243 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	226
Figure 244 : Position du plan de coupe longitudinal du terrain naturel effectué pour la comparaison des maillages 2D et 3D : représentation faite sur la base du modèle 3D.....	227
Figure 245 : Comparaison des maillages 2D et 3D au niveau de la dernière plateforme d'atterrissage.....	227
Figure 246 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	228
Figure 247 : Sensibilité à la fraction volumique : zones de dépôts finales de lave torrentielles issues du modèle 3D (simulation n°3) pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : surfaces libres représentées pour une fraction volumique α égale à 0,5 (en haut) et à 0,1 (en bas).....	228
Figure 248 : Position du plan de coupe effectué sur le domaine de calcul pour le tracé du champ de la fraction volumique.....	229
Figure 249 : Plan de coupe du domaine de calcul colorié selon la valeur de la fraction volumique : le trait jaune correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,5$; le trait rose correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,1$	230
Figure 250 : Analyse de sensibilité au coefficient de compression C_α : zones de dépôts finales de lave torrentielles issues du modèle 3D (simulation n°3) pour une contrainte seuil à 4 400 Pa : surface libre représentée pour $C_\alpha = 2$ et $\alpha = 0,5$	231
Figure 251 : Plan de coupe du domaine de calcul colorié selon la valeur de la fraction volumique pour $C_\alpha = 2$: le trait jaune correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,5$; le trait rose correspond à la surface libre pour $\alpha = 0,1$	231
Figure 252 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	232
Figure 253 : Résultats numériques 3D de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 624$ s : représentation de l'écoulement de la lave torrentielle et de son étalement sur les plateformes à faible pente à l'amont du pont (image de gauche) ; profils transversaux de l'écoulement coloriés selon l'intensité du champ de vitesse (image de droite).....	233
Figure 254 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	234
Figure 255 : Comparaison de la régularisation bi-visqueuse avec le modèle d'Herschel-Bulkley : configuration rhéologique Rhéo_2.....	235
Figure 256 : Représentation numérique des zones rigides et liquides de l'écoulement de lave torrentielle à $t = 624$ s : configuration rhéologique Rhéo_2.....	236
Figure 257 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	238
Figure 258 : Résultats numériques 3D de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 6 000$ s : représentation des différentes zones de volumes déposés à la fin de la simulation.....	239
Figure 259 : Zone chenalisée à l'amont du pont routier dans le modèle 3D.....	241
Figure 260 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	242
Figure 261 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	242
Figure 262 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	243
Figure 263 : Section en travers (en rouge) du chenal d'écoulement 48 m à l'amont du pont routier.....	244
Figure 264 : Ajustement du chenal amont du pont par un gabarit théorique rectangulaire de 12 mètres de largeur.....	244
Figure 265 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_2, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Coussot (Coussot, 1994).....	245
Figure 266 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_2, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Burger (Burger <i>et al.</i> , 2010).....	245
Figure 267 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	246
Figure 268 : Section longitudinale (en violet) du chenal d'écoulement, au centre du torrent.....	247
Figure 269 : Résultats numériques de la simulation n°3 : variations dans le temps du débit de lave torrentielle et de la hauteur de l'écoulement, 48 m en amont du pont routier.....	247
Figure 270 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	250
Figure 271 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1 008$ s : débordements de la lave torrentielle sur le pont routier (image de gauche) et profil en long des débordements de la lave sur le pont (image de droite) ; représentations coloriées selon l'intensité du champ de vitesse.....	251
Figure 272 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1 008$ s : champ de pression sur le pont vu depuis l'aval (image de gauche) et champ de pression sur la face amont du pont (image de droite) ; représentations coloriées selon l'intensité du champ de pression.....	251
Figure 273 : Résultats numériques de la simulation n°3 (Rhéo_2) à $t = 1 008$ s : champ de pression sur la culée en rive droite du pont (image de gauche) et sur la culée en rive gauche (image de droite) ; représentations coloriées selon l'intensité du champ de pression.....	252
Figure 274 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	253
Figure 275 : Evolution dans le temps du débit de lave torrentielle au niveau du pont et de la force totale exercée par la lave sur le pont, pour la rhéologie Rhéo_2.....	254
Figure 276 : Etapes de l'analyse des résultats numériques.....	256
Figure 277 : Efforts maximaux subis en tout point du pont routier, pour la rhéologie Rhéo_2 : champ maximal de pression sur le pont vu depuis l'amont (image de gauche) et depuis l'aval (image de droite).....	257
Figure 278 : Cisaillement dans le cas du modèle à deux plaques.....	293
Figure 279 : Arborecence typique d'un répertoire de simulation sous OpenFOAM.....	295
Figure 280 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Static Data Members</i>	296
Figure 281 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Private Member Functions</i>	296
Figure 282 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Constructors</i>	297
Figure 283 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Member Functions</i>	297
Figure 284 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.H</i> d'OpenFOAM : section <i>Class Papanastasiou Declaration</i>	298
Figure 285 : Extrait du dictionnaire <i>files</i> d'OpenFOAM.....	299
Figure 286 : Extrait du dictionnaire <i>options</i> d'OpenFOAM.....	299
Figure 287 : Représentation du maillage fin du modèle numérique 3D du canal rectangulaire.....	302
Figure 288 : Coupe longitudinale du maillage grossier près de la chute.....	302
Figure 289 : Coupe longitudinale du maillage intermédiaire près de la chute.....	302
Figure 290 : Coupe longitudinale du maillage fin près de la chute.....	302
Figure 291 : Analyse de sensibilité de la contrainte seuil τ_c : courbe de remous.....	303
Figure 292 : Analyse de sensibilité de la consistance K : courbe de remous.....	303

Figure 293 : Analyse de sensibilité de l'indice d'écoulement n : courbe de remous.....	304
Figure 294 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des profils de vitesse numériques dans la direction verticale avec l'expérimental.....	304
Figure 295 : Représentation de la régularisation du modèle bi-visqueux employée dans le code de calcul d'OpenFOAM.....	305
Figure 296 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_0^* = 2,6 \times 10^4$	306
Figure 297 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_0^* = 2,6 \times 10^5$	306
Figure 298 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_0^* = 2,6 \times 10^6$	307
Figure 299 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_0^* = 1,2 \times 10^7$	307
Figure 300 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorisée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 0$	308
Figure 301 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorisée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 1$	308
Figure 302 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorisée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 2$	309
Figure 303 : Sensibilité au paramètre C_α : courbe de remous.....	309
Figure 304 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss LimitedLinear 1.....	312
Figure 305 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss linear.....	312
Figure 306 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss linearUpwind cellMDLimited Gauss_linear 1.....	313
Figure 307 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss vanLeer.....	313
Figure 308 : Section transversale à l'écoulement ($x^* = 0,5$) du champ de vitesse numérique 3D : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°2 ($\theta = 2,4^\circ$).....	314
Figure 309 : Comparaison, dans une section transversale à l'écoulement ($x^* = 0,5$), du champ de vitesse numérique 3D avec le champ de vitesse théorique 2D construit d'après le modèle de Coussot (Coussot, 1994) : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°2 ($\theta = 2,4^\circ$).....	314
Figure 310 : Représentation du maillage grossier du modèle numérique 3D de la conduite fermée de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	315
Figure 311 : Représentation du maillage fin du modèle numérique 3D de la conduite fermée de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	315
Figure 312 : Sensibilité aux paramètres de régularisation : comparaison des régularisations bi-visqueuses, avec le modèle d'Herschel-Bulkley.....	316
Figure 313 : Sensibilité aux paramètres de régularisation : comparaison des régularisations de Papanastasiou, avec le modèle d'Herschel-Bulkley.....	316
Figure 314 : Paramétrage des conditions aux limites de vitesse dans le fichier <i>0.org/U</i> d'OpenFOAM pour le cas du débit de $52 \text{ cm}^3/\text{s}$: configuration CL_1 avec glissement sur toutes les parois murales (à gauche) et configuration CL_2 avec glissement uniquement sur les parois latérales (à droite).....	317
Figure 315 : Représentation du maillage du modèle numérique 3D de la cavité de de Souza Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007) : Géom_1.....	318
Figure 316 : Représentation du maillage grossier du modèle numérique 3D du plan incliné de Cochard (Cochard & Ancey, 2009).....	318
Figure 317 : Sensibilité au maillage : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	319
Figure 318 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	320
Figure 319 : Sensibilité au maillage : incertitudes numériques pour le maillage grossier.....	320
Figure 320 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,4 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	321
Figure 321 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,4 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	322
Figure 322 : Sensibilité à la vanne : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,4 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	323
Figure 323 : Sensibilité à la vanne : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,4 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}$ et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	324
Figure 324 : Sensibilité au nombre de Courant : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}, 10 \text{ s}$ et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	325
Figure 325 : Sensibilité au nombre de Courant : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}, 10 \text{ s}$ et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	326
Figure 326 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}, 10 \text{ s}$ et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	327
Figure 327 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}, 10 \text{ s}$ et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	328
Figure 328 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : front d'étalement (images de gauche) et profil d'écoulement (images de droite) à $t = 0,2 \text{ s}, 0,6 \text{ s}$ et 10 s (de bas en haut).....	329
Figure 329 : Représentation du maillage du modèle numérique 3D du canal incliné d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009).....	330
Figure 330 : Remplissage du réservoir amont au début de l'ouverture de la vanne (Ancey & Cochard, 2009).....	330
Figure 331 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement à $t = 0,2 \text{ s}, 0,4 \text{ s}, 0,6 \text{ s}, 0,8 \text{ s}, 1 \text{ s}, 60 \text{ s}, 120 \text{ s}$ et 300 s (de gauche à droite et de bas en haut).....	331
Figure 332 : Réseau hydrographique du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).....	332
Figure 333 : Pont de la RD 1091 vu depuis l'amont du talweg du torrent de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).....	333
Figure 334 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'amont (Source : RTM 38, ONF).....	333
Figure 335 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'aval (Source : RTM 38, ONF).....	333
Figure 336 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'aval (Source : RTM 38, ONF).....	333
Figure 337 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40 \text{ s}$	334
Figure 338 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100 \text{ s}$	334
Figure 339 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252 \text{ s}$	335
Figure 340 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624 \text{ s}$	335

Figure 341 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$	336
Figure 342 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 872s$	336
Figure 343 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\ s$	337
Figure 344 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\ s$	337
Figure 345 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252\ s$	338
Figure 346 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624\ s$	338
Figure 347 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$	339
Figure 348 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 200s$	339
Figure 349 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\ s$	340
Figure 350 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252\ s$	340
Figure 351 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624\ s$	341
Figure 352 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 500s$	341
Figure 353 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\ s$	342
Figure 354 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\ s$	342
Figure 355 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252\ s$	343
Figure 356 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624\ s$	343
Figure 357 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$	344
Figure 358 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 2\ 000s$	344
Figure 359 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\ s$	345
Figure 360 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\ s$	345
Figure 361 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252\ s$	346
Figure 362 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624\ s$	346
Figure 363 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$	347
Figure 364 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 504s$	347
Figure 365 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_1, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Coussot (Coussot, 1994).....	348
Figure 366 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_1, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Burger (Burger <i>et al.</i> , 2010).....	348

Liste des tableaux

Tableau 1 : Verrous scientifiques et techniques étudiés.....	26
Tableau 2 : Synthèse des techniques de modélisation de la rhéologie des fluides à seuil.....	41
Tableau 3 : Comparatif entre les stratégies de modélisation avec maillage (de type VOF) et sans maillage (de type SPH).....	48
Tableau 4 : Synthèse des approches numériques de modélisation.....	52
Tableau 5 : Modèles de viscosité disponibles dans le code de base d'OpenFOAM.....	73
Tableau 6 : Avantages et inconvénients des algorithmes PISO et SIMPLE.....	83
Tableau 7 : Présentation des problématiques en fonction des expériences numériques menées.....	87
Tableau 8 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Debiante.....	89
Tableau 9 : Dimensions des canaux des expériences de Debiante (Debiante, 2000).....	90
Tableau 10 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la rhéologie.....	91
Tableau 11 : GCI pour la vitesse maximale et la hauteur déterminées dans les simulations numériques.....	95
Tableau 12 : Comparaison des hauteurs normales numériques h^* avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.....	98
Tableau 13 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales numériques h^*	101
Tableau 14 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^* déterminées avec le modèle analytique de Piau (Piau, 1996).....	102
Tableau 15 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^* déterminées avec le modèle analytique de Coussot (Coussot, 1994).....	104
Tableau 16 : Sensibilité à la rhéologie : hauteurs normales h^* déterminées avec le modèle analytique de Burger (Burger <i>et al.</i> , 2010).....	104
Tableau 17 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des hauteurs normales numériques h^* avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.....	105
Tableau 18 : Sensibilité à la rhéologie : comparaison des hauteurs normales numériques h^* avec l'expérimental.....	107
Tableau 19 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des hauteurs normales numériques h^* avec les modèles analytiques de Coussot et Burger.....	110
Tableau 20 : Comparaison des hauteurs normales expérimentales et numériques avec les hauteurs déterminées par les modèles analytiques de Coussot et Burger : hypothèse d'aucune approximation sur le rayon hydraulique.....	124
Tableau 21 : Comparaison des hauteurs normales expérimentales et numériques avec les hauteurs déterminées par le modèle analytique de Burger : hypothèse du rayon hydraulique approximé par la hauteur d'écoulement.....	125
Tableau 22 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Luu.....	130
Tableau 23 : Dimensions de la conduite fermée des expériences de Luu (Luu <i>et al.</i> , 2015).....	131
Tableau 24 : Configurations testées pour l'étude de sensibilité aux conditions aux limites en termes de vitesse.....	134
Tableau 25 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la régularisation.....	134
Tableau 26 : Paramètres testés pour l'étude de sensibilité à la rhéologie.....	135
Tableau 27 : GCI pour la vitesse maximale avec la régularisation bi-visqueuse dans les simulations numériques.....	138
Tableau 28 : GCI pour la vitesse maximale avec la régularisation de Papanastasiou dans les simulations numériques.....	138
Tableau 29 : Sensibilité au paramètre de régularisation η_0^* dans le modèle bi-visqueux : vitesses numériques maximales u^*	142
Tableau 30 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : vitesses numériques maximales u^*	142
Tableau 31 : Sensibilité aux conditions aux limites : vitesses numériques maximales u^*	147
Tableau 32 : Sensibilité au paramètre de régularisation m dans le modèle de Papanastasiou : vitesses numériques maximales u^*	152
Tableau 33 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de de Souza-Mendes.....	159
Tableau 34 : Dimensions des cavités des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007).....	160
Tableau 35 : Paramètres rhéologiques pour le Carbopol mis en œuvre pour les expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007).....	160
Tableau 36 : Caractéristiques des maillages mis en œuvre pour la modélisation numérique 3D des expériences de de Souza Mendes (de Souza Mendes <i>et al.</i> , 2007).....	161
Tableau 37 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences de Cochard.....	173
Tableau 38 : Rappel des aspects de modélisation traités pour les expériences d'Ancy.....	193
Tableau 39 : Tailles des cellules de calcul du maillage du modèle numérique du canal incliné des expériences d'Ancy (Ancy & Cochard, 2009).....	195
Tableau 40 : Détermination des hauteurs d'écoulement limites théoriques au régime permanent uniforme pour le calcul de la taille minimale des cellules de calcul.....	214
Tableau 41 : Paramètres utilisés pour la rhéologie des laves torrentielles.....	218
Tableau 42 : Résultats numériques de la simulation n°3 : répartition des volumes de lave torrentielle déposés au sein du bassin versant à l'issue de la simulation numérique ($t = 6\ 000$ s).....	240
Tableau 43 : Résultats numériques de la simulation n°3 : comparaison des hauteurs numériques 3D relevées en amont du pont avec des hauteurs normales théoriques, à différents instants de la simulation.....	248
Tableau 44 : Résultats des simulations 3D : observations au niveau du pont.....	250
Tableau 45 : Récapitulatif des caractéristiques des laves torrentielles.....	294

Annexes

Annexe 1	Définitions des notions clés de rhéologie.....	293
Annexe 2	Laves torrentielles : quelques chiffres clés.....	294
Annexe 3	Arborescence d'OpenFOAM.....	295
Annexe 4	Implémentation de la régularisation de Papanastasiou dans OpenFOAM.....	296
Annexe 5	Lois et modèles analytiques.....	300
Annexe 6	Debiane (2000) : maillages	302
Annexe 7	Debiane (2000) : sensibilité à la rhéologie.....	303
Annexe 8	Debiane (2000) : sensibilité à la pente.....	304
Annexe 9	Debiane (2000) : critère fondé sur une viscosité de transition	305
Annexe 10	Debiane (2000) : investigation des zones liquides et rigides	306
Annexe 11	Debiane (2000) : investigation du paramètre $C\alpha$	308
Annexe 12	Debiane (2000) : schémas numériques	310
Annexe 13	Debiane (2000) : investigation des schémas numériques de résolution.....	312
Annexe 14	Debiane (2000) : investigation du frottement pariétal sur l'écoulement.....	314
Annexe 15	Luu (2015) : maillages	315
Annexe 16	Luu (2015) : régularisations rhéologiques.....	316
Annexe 17	Luu (2015) : condition <i>slip</i>	317
Annexe 18	de Souza-Mendes (2007) et Cochard (2009) : maillage.....	318
Annexe 19	Cochard (2009) : sensibilité au maillage.....	319
Annexe 20	Cochard (2009) : premiers résultats numériques.....	321
Annexe 21	Cochard (2009) : sensibilité à la vanne.....	323
Annexe 22	Cochard (2009) : sensibilité au nombre de Courant	325
Annexe 23	Cochard (2009) : sensibilité au pas de temps de démarrage.....	327
Annexe 24	Cochard (2009) : sensibilité à l'algorithme de résolution.....	329
Annexe 25	Ancey (2009) : maillage.....	330
Annexe 26	Ancey (2009) : résultats numériques	331
Annexe 27	Réseau hydrographique de la Vaudaine	332
Annexe 28	Pont de la RD1091 enjambant le torrent de la Vaudaine	333
Annexe 29	Résultats 3D de la simulation n°1 (maillage fin et $\tau_c = 2\ 200$ Pa)	334
Annexe 30	Résultats 3D de la simulation n°2 (maillage grossier et $\tau_c = 2\ 200$ Pa)	337
Annexe 31	Résultats 3D de la simulation n°3 (maillage grossier et $\tau_c = 4\ 400$ Pa)	340
Annexe 32	Résultats 3D de la simulation n°4 (maillage grossier et $\tau_c = 6\ 600$ Pa)	342
Annexe 33	Résultats 3D de la simulation n°5 (maillage grossier et $\tau_c = 8\ 800$ Pa)	345
Annexe 34	Investigation du rayon hydraulique pour des écoulements	348

Annexe 1. Définitions des notions clés de rhéologie

L'écoulement des matériaux est caractérisé par la viscosité dont une définition peut être introduite à travers le concept de modèle à deux plaques qui permet de la mesurer. Ce modèle est une façon simple de visualiser l'espace dans lequel une contrainte mécanique va être appliquée au fluide. Supposons alors que le matériau (déformable) est compris entre deux surfaces. Une surface se déplace à vitesse constante alors que la seconde demeure fixe. Un mouvement de cisaillement est ainsi réalisé sur le matériau permettant d'étudier sa capacité à s'écouler (cf. Figure 278). Certaines hypothèses sont établies ici : absence de glissement aux interfaces fluide/solide (on considère que le fluide adhère aux deux plaques), écoulement en régime laminaire (aucune turbulence), et taux de cisaillement constant.

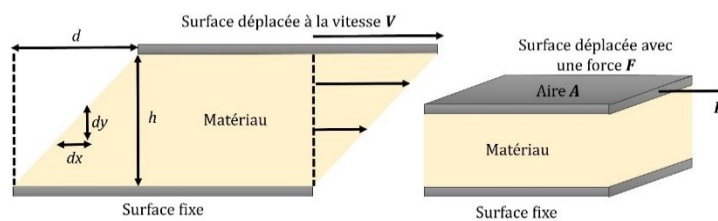


Figure 278 : Cisaillement dans le cas du modèle à deux plaques.

Sur la base de ce mouvement, il vient les définitions suivantes (Mezger, 2006). La déformation de cisaillement macroscopique subie par le matériau correspond au déplacement horizontal de la surface supérieure, d , divisé par la distance h entre les deux plaques. La déformation de cisaillement locale, notée γ (sans dimension), équivaut au rapport dx / dy . Elle est considérée comme constante dans l'hypothèse où γ est égal à la déformation macroscopique en tout point du matériau. Par conséquent, on peut définir **le taux de cisaillement** $\dot{\gamma}$, en s^{-1} , qui équivaut à la dérivée par rapport au temps de la déformation comme écrit dans l'Équation (59).

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{V}{h} \quad \text{Équation (59)}$$

Par abus de langage, $\dot{\gamma}$ est souvent appelé cisaillement et en pratique, il est régulièrement considéré comme le rapport entre la vitesse de la surface supérieure V (m/s) et l'épaisseur de l'échantillon h (m) du matériau (gradient de vitesse). Faisons l'hypothèse que le matériau est constitué d'un empilement de couches susceptibles de glisser les unes par rapport aux autres entre les deux surfaces sous l'effet du cisaillement (cf. Figure 278) créant ainsi des contraintes entre chaque couche. Dès lors, on définit **la contrainte de cisaillement** τ , en Pa (ou $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$), comme le rapport entre la force F ($kg \cdot m \cdot s^{-2}$) appliquée à la plaque supérieure et l'aire A (m^2) sous la plaque (cf. Équation (60)).

$$\tau = \frac{F}{A} \quad \text{Équation (60)}$$

La viscosité dynamique η (Pa.s), a été définie par Newton (Newton & Halley, 1687) comme le rapport entre la contrainte et le taux de cisaillement, (cf. Équation (61)).

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad \text{Équation (61)}$$

Annexe 2. Laves torrentielles : quelques chiffres clés

L'observation phénoménologique a permis de caractériser aussi bien la composition, le comportement, la dynamique et les propriétés des écoulements à surface libre de laves torrentielles. En guise de récapitulatif (non exhaustif) de l'analyse phénoménologique, le Tableau 45 synthétise les principales caractéristiques des écoulements de lave torrentielle (Ancy, 2007; Bardou, 2002; Cousot, 1996; Iverson, 1997; Lorenzini & Mazza, 2004).

Tableau 45 : Récapitulatif des caractéristiques des laves torrentielles.

Aspect	Grandeur	Ordre de grandeur
Matériau	Masse volumique solide	2 500 à 3 000 kg/m ³
	Masse volumique fluide interstitiel	1 000 à 1 200 kg/m ³
	Fraction volumique solide	40 à 80 %
	Volume mobilisé	10 ³ à 10 ⁶ m ³
	Taille des grains	10 ⁻⁵ à 10 m
Comportement	Seuil d'écoulement	500 à 10 ⁴ Pa
Ecoulement	Nombre de bouffées	1 à 10
	Durée	Quelques minutes
	Vitesse du front	1 à 15 m/s
	Hauteur	0,5 à 10 m
	Longueur de la lave	10 à 100 m

Annexe 3. Arborescence d'OpenFOAM

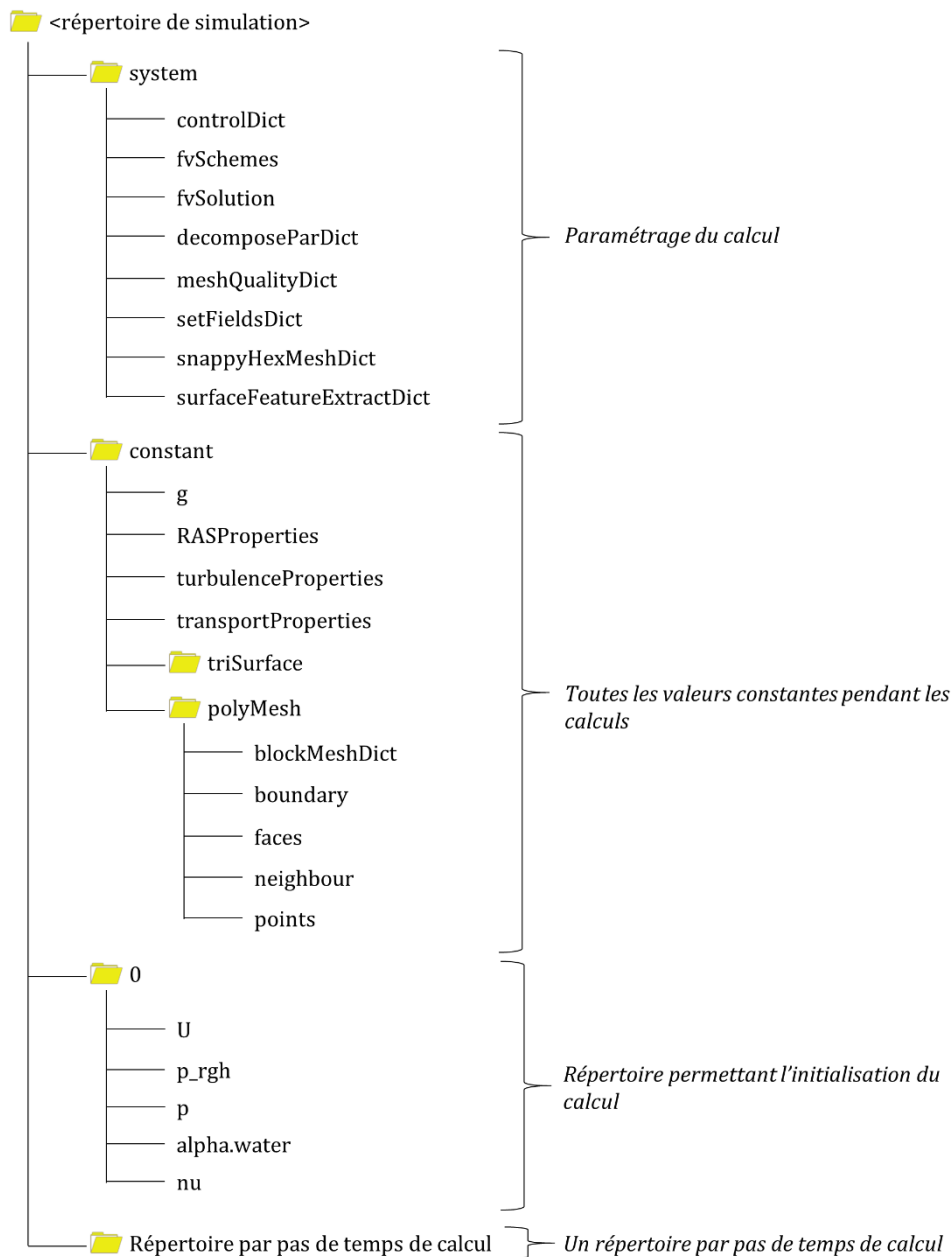


Figure 279 : Arborescence typique d'un répertoire de simulation sous OpenFOAM.

Le répertoire *system* contient le paramétrage des calculs et le répertoire *constant* recense toutes les valeurs constantes pendant les calculs. Sont également indiqués dans le répertoire *constant*, les informations relatives au maillage (sous-répertoire *polyMesh*) et la géométrie exportée (sous-répertoire *triSurface*). On trouve également un répertoire par pas de temps de calcul. Chaque répertoire contient autant de fichiers que de champs calculés : vitesse, pression, viscosité, fraction volumique. L'initialisation du calcul se fait via le répertoire *0*.

Annexe 4. Implémentation de la régularisation de Papanastasiou dans OpenFOAM

Etape 1

<p>L'implémentation débute selon la procédure détaillée ci-contre.</p>	<pre>cd src/transportModels/incompressible/viscosityModels cp -r HerschelBulkley/ Papanastasiou/ cd src/transportModels/incompressible/viscosityModels/Papanastasiou mv HerschelBulkley.C Papanastasiou.C mv HerschelBulkley.H Papanastasiou.H</pre>
--	--

Etape 2

<p>Le dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> est modifié. Le code est modifié dans la section <i>Static Data Members</i>.</p>	<pre>// ***** Static Data Members ***** // namespace Foam { namespace viscosityModels { defineTypeNameAndDebug(Papanastasiou, 0); addToRunTimeSelectionTable (viscosityModel, Papanastasiou, dictionary); } }</pre> <p>Figure 280 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Static Data Members</i>.</p>
--	--

Etape 3

<p>L'Équation (27), codée dans la section <i>Private Member Functions</i>, est divisée par le taux de cisaillement <i>strainRate()</i> noté ici <i>sr()</i>. Une fonction <i>max</i> est introduite au dénominateur. Si <i>sr() = 0</i>, la division est impossible. Dès lors, la fonction <i>max</i> induit une valeur de <i>sr()</i> très faible (<i>VSMALL</i>), assurant la stabilité du calcul pour des taux de cisaillement très proches de zéro. <i>VSMALL</i> vaut ici $1e^{-37}$.</p>	<pre>// ***** Private Member Functions ***** // Foam::tmp<Foam::volScalarField> Foam::viscosityModels::Papanastasiou::calcNu() const { dimensionedScalar tone("tone", dimTime, 1.0); dimensionedScalar rtone("rtone", dimless/dimTime, 1.0); tmp<volScalarField> sr(strainRate()); return ((tau0_*(1-exp(-1*n_*sr())) + k_*rtone*pow(tone*sr(), n_)) /(max(sr(), dimensionedScalar ("VSMALL", dimless/dimTime, VSMALL)))); }</pre> <p>Figure 281 : Extrait du dictionnaire <i>Papanastasiou.C</i> d'OpenFOAM : section <i>Private Member Functions</i>.</p>
---	---

Etape 4

Dans la section *Constructors*, les variables de calcul sont déclarées ainsi que leurs unités. A noter que la dimension du paramètre m dans le code de calcul est homogène à un temps afin que le terme exponentiel multipliant la contrainte seuil soit sans dimension.

```
// ***** Constructors ***** //
Foam::viscosityModels::Papanastasiou::Papanastasiou
(
    const word& name,
    const dictionary& viscosityProperties,
    const volVectorField& U,
    const surfaceScalarField& phi
)
:
    viscosityModel(name, viscosityProperties, U, phi),
    PapanastasiouCoeffs_
    (
        viscosityProperties.optionalSubDict(typeName + "Coeffs")
    ),
    k_("k", dimViscosity, PapanastasiouCoeffs_),
    n_("n", dimless, PapanastasiouCoeffs_),
    m_("m", dimTime, PapanastasiouCoeffs_),
    tau0_("tau0", dimViscosity/dimTime, PapanastasiouCoeffs_),
    nu_
    (
        IObject
        (
            name,
            U_.time().timeName(),
            U_.db(),
            IOobject::NO_READ,
            IOobject::AUTO_WRITE
        ),
        calcNu()
    )
{}

```

Figure 282 : Extrait du dictionnaire *Papanastasiou.C* d'OpenFOAM : section *Constructors*.

Etape 5

Le code de la section *Member Functions* est modifié.

```
// ***** Member Functions ***** //
bool Foam::viscosityModels::Papanastasiou::read
(
    const dictionary& viscosityProperties
)
{
    viscosityModel::read(viscosityProperties);

    PapanastasiouCoeffs_ =
        viscosityProperties.optionalSubDict(typeName + "Coeffs");

    PapanastasiouCoeffs_.lookup("k") >> k_;
    PapanastasiouCoeffs_.lookup("n") >> n_;
    PapanastasiouCoeffs_.lookup("m") >> m_;
    PapanastasiouCoeffs_.lookup("tau0") >> tau0_;

    return true;
}

```

Figure 283 : Extrait du dictionnaire *Papanastasiou.C* d'OpenFOAM : section *Member Functions*.

Etape 6

Le contenu du dictionnaire *Papanastasiou.H* est modifié.

```

/*-----*/
/*----- Class Papanastasiou Declaration -----*/
/*-----*/
class Papanastasiou
:
public viscosityModel
{
// Private data
dictionary PapanastasiouCoeffs_;
dimensionedScalar k_;
dimensionedScalar n_;
dimensionedScalar m_;
dimensionedScalar tau0_;
volScalarField nu_;
// Private Member Functions
//- Calculate and return the laminar viscosity
tmp<volScalarField> calcNu() const;
public:
//- Runtime type information
TypeName("Papanastasiou");
// Constructors
//- Construct from components
Papanastasiou
(
const word& name,
const dictionary& viscosityProperties,
const volVectorField& U,
const surfaceScalarField& phi
);
//- Destructor
virtual ~Papanastasiou()
{}
// Member Functions
//- Return the laminar viscosity
virtual tmp<volScalarField> nu() const
{
return nu_;
}
//- Return the laminar viscosity for patch
virtual tmp<scalarField> nu(const label patchi) const
{
return nu_.boundaryField()[patchi];
}
//- Correct the laminar viscosity
virtual void correct()
{
nu_ = calcNu();
}
//- Read transportProperties dictionary
virtual bool read(const dictionary& viscosityProperties);
};
// *****
} // End namespace viscosityModels
} // End namespace Foam

```

Figure 284 : Extrait du dictionnaire *Papanastasiou.H* d'OpenFOAM : section *Class Papanastasiou Declaration*.

Etape 7

Afin de compiler dans OpenFOAM le nouveau modèle de régularisation rhéologique, les fichiers *files* et *options* sont nécessaires :

```

cd src/transportModels/incompressible/viscosityModels/Papanastasiou
mkdir Make/
cd Make/
touch files
touch options

```

Etape 8

Le modèle de Papanastasiou est ajouté au fichier *files*.

```
Papanastasiou.C  
LIB = $(FOAM_USER_LIBBIN)/libincompressibleTransportModelsPersonal
```

Figure 285 : Extrait du dictionnaire *files* d'OpenFOAM

Etape 9

Le dictionnaire *options* est modifié.

```
EXE_INC = \  
-I.. \  
-I$(LIB_SRC)/transportModels/twoPhaseMixture/lnInclude \  
-I$(LIB_SRC)/transportModels/incompressible/lnInclude \  
-I$(LIB_SRC)/finiteVolume/lnInclude \  
-I$(LIB_SRC)/meshTools/lnInclude  
  
LIB_LIBS = \  
-ltwoPhaseMixture \  
-lincompressibleTransportModels \  
-lfiniteVolume
```

Figure 286 : Extrait du dictionnaire *options* d'OpenFOAM

Etape 10

L'implémentation de la régularisation se termine par la compilation du nouveau code dans OpenFOAM selon la procédure ci-contre.

```
cd src/transportModels/incompressible/viscosityModels/Papanastasiou  
wclean  
wmake
```


Annexe 5. Lois et modèles analytiques

Nombre de Reynolds (Burger *et al.*, 2015) : écoulement à surface libre de fluide à seuil de type Herschel-Bulkley en canaux rectangulaires

$$Re = \frac{8\rho U^2}{\tau_c + K\left(\frac{2U}{R_h}\right)^2} \quad \text{Équation (62)}$$

Avec ρ (kg/m³), la masse volumique, U (m/s), la vitesse moyenne de l'écoulement, τ_c (Pa), la contrainte seuil, K (Pa.s ^{n}), la consistance, n , l'indice d'écoulement, et R_h (m), la rayon hydraulique.

Et

$$U = \frac{R_h}{2} \left[\frac{\left(\frac{16}{K}\right)\tau_w - \tau_c}{K} \right]^{\frac{1}{n}} \quad \text{Équation (63)}$$

Avec U (m/s), la vitesse moyenne, R_h (m), la rayon hydraulique, K (Pa.s ^{n}), la consistance, τ_w (Pa), la contrainte moyenne à la paroi, τ_c (Pa), la contrainte seuil, et n , l'indice d'écoulement.

Distribution du profil de vitesse (Coussot, 1994) : écoulements à surface libre dans des canaux ouverts

$$u(y) = \frac{\alpha}{m+1} (y_0^{m+1} - (y_0 - y)^{m+1}) \text{ pour la zone cisailée } (\tau > \tau_c) \quad \text{Équation (64)}$$

$$u(y) = u(y_0) = \frac{\alpha}{m+1} y_0^{m+1} \text{ pour la zone rigide } (\tau < \tau_c) \quad \text{Équation (65)}$$

Avec :

$$y_0 = h - \frac{\tau_c}{\rho g \sin(i)} \quad \text{Équation (66)}$$

$$m = \frac{1}{n} \quad \text{Équation (67)}$$

$$\alpha = \left(\frac{\rho g \sin(i)}{K} \right)^m \quad \text{Équation (68)}$$

Nombre de Reynolds (Dazhi & Tanner, 1985; Luu *et al.*, 2015; Beaulne & Mitsoulis, 1997) : écoulement en charge en conduite fermé de fluide à seuil de type Herschel-Bulkley

$$Re_{HB} = \frac{\rho U^2}{K\left(\frac{U}{H/2}\right)^n} \quad \text{Équation (69)}$$

avec ρ est la masse volumique (kg/m³), U (m/s), la vitesse moyenne, K (Pa.s ^{n}), la consistance, H (m), la hauteur du chenal fermé, et n , l'indice d'écoulement.

Courbe de remous (Piau, 1996) : écoulement graduellement varié pour des fluides à seuil

$$h(x) = \frac{\sin(\theta) - j}{\cos(\theta) - \frac{\beta b q^2}{g S^3} + \frac{\tau_c \phi b}{\rho g S} \operatorname{sgn}\left(\frac{dh}{dx}\right)} \quad \text{Équation (70)}$$

Avec θ (rad), la pente, b (m), la largeur, x (m), la longueur, τ_c (Pa), la contrainte seuil, ρ (kg/m³), la masse volumique, j (m/m), la perte de charge, β , un coefficient de forme dépendant de la non uniformité de la distribution de la vitesse selon la section en travers, q (m³/s), le débit, S (m²), la surface mouillée, ϕ , un second paramètre de forme, h (m), la hauteur, et g (m/s²), l'accélération gravitationnelle.

Hauteur normale (Burger *et al.*, 2010) : écoulement permanent uniforme en canaux ouverts prismatiques

$$f = \frac{16\rho g(R_h) \sin \theta}{\tau_c + K\left(\frac{2U}{R_h}\right)^n} \quad \text{Équation (71)}$$

Avec f , le coefficient de frottement associé au nombre de Reynolds pour des écoulements laminaires, ρ (kg/m³), la masse volumique, g (m/s²), l'accélération gravitationnelle, R_h (m), le rayon hydraulique, θ (rad), la pente, τ_c (Pa), la contrainte seuil, K (Pa.sⁿ) la consistance, et n , l'indice d'écoulement. Une expression explicite du débit pour un écoulement dans un canal rectangulaire peut être déterminée en isolant la vitesse U de l'expression précédente :

$$Q = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{bh_n}{b+2h_n} \right) \left(\frac{1}{f} \left(\frac{16\rho g \left(\frac{bh_n}{b+2h_n} \right) \sin \theta}{K} - \tau_c \right) \right)^{1/n} \right] bh_n \quad \text{Équation (72)}$$

Avec Q (m³/s), le débit, b (m), la largeur, et h_n (m), la hauteur normale.

Hauteur normale (Coussot, 1994) : écoulement permanent uniforme en canaux ouverts prismatiques

$$\tau_w = \tau_c (1 + aH_b^{-0.9}) \quad \text{Équation (73)}$$

Avec τ_w (Pa), la contrainte moyenne à la paroi dans un canal rectangulaire, τ_c (Pa), la contrainte seuil, a et H_b , deux paramètres adimensionnels. En supposant que la pente énergétique (ligne de perte de charge) est égale à la pente du canal pour un écoulement permanent uniforme, l'expression de la contrainte de cisaillement à la paroi permet d'évaluer la hauteur normale.

$$\sin \theta = \frac{\tau_c \left(1 + (1.93 - 0.43 \tan^{-1} \left(\left(\frac{10h_n}{b} \right)^{2.0} \right) \right) \left(\frac{\tau_c}{K} \left(\frac{h_n}{U} \right)^n \right)^{-0.9}}{\rho g \left(\frac{bh_n}{b+2h_n} \right)} \quad \text{Équation (74)}$$

Avec θ (rad), la pente, h_n (m), la hauteur normale, b (m), la largeur, K (Pa.sⁿ) la consistance, U (m/s), la vitesse moyenne, n , l'indice d'écoulement, ρ (kg/m³), la masse volumique, et g (m/s²), l'accélération gravitationnelle.

Annexe 6. Debiane (2000) : maillages

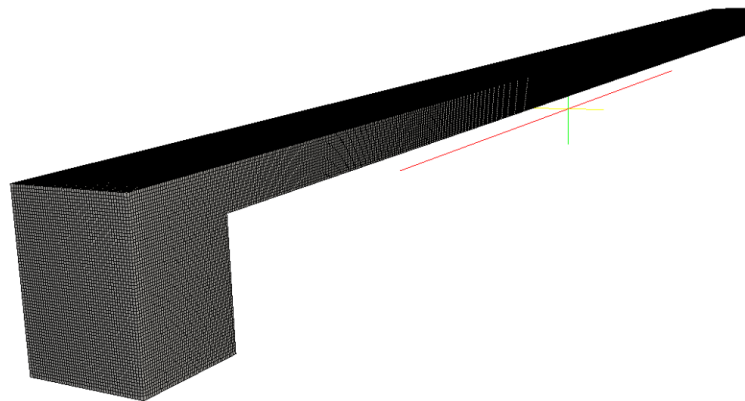


Figure 287 : Représentation du maillage fin du modèle numérique 3D du canal rectangulaire.

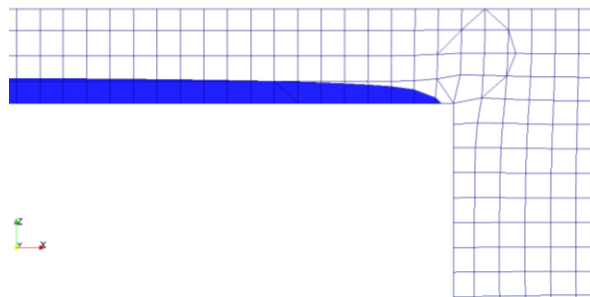


Figure 288 : Coupe longitudinale du maillage grossier près de la chute.

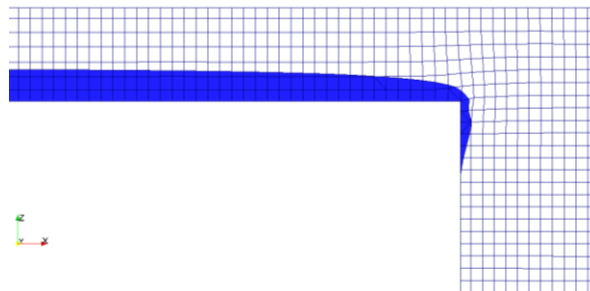


Figure 289 : Coupe longitudinale du maillage intermédiaire près de la chute.

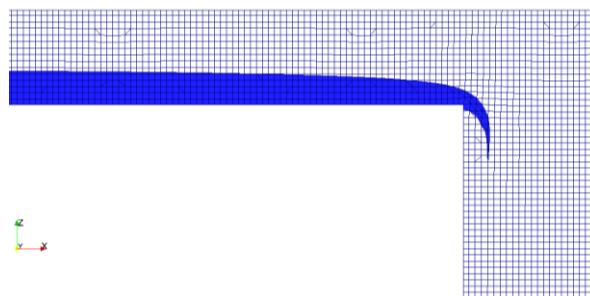


Figure 290 : Coupe longitudinale du maillage fin près de la chute.

Annexe 7. Debiante (2000) : sensibilité à la rhéologie

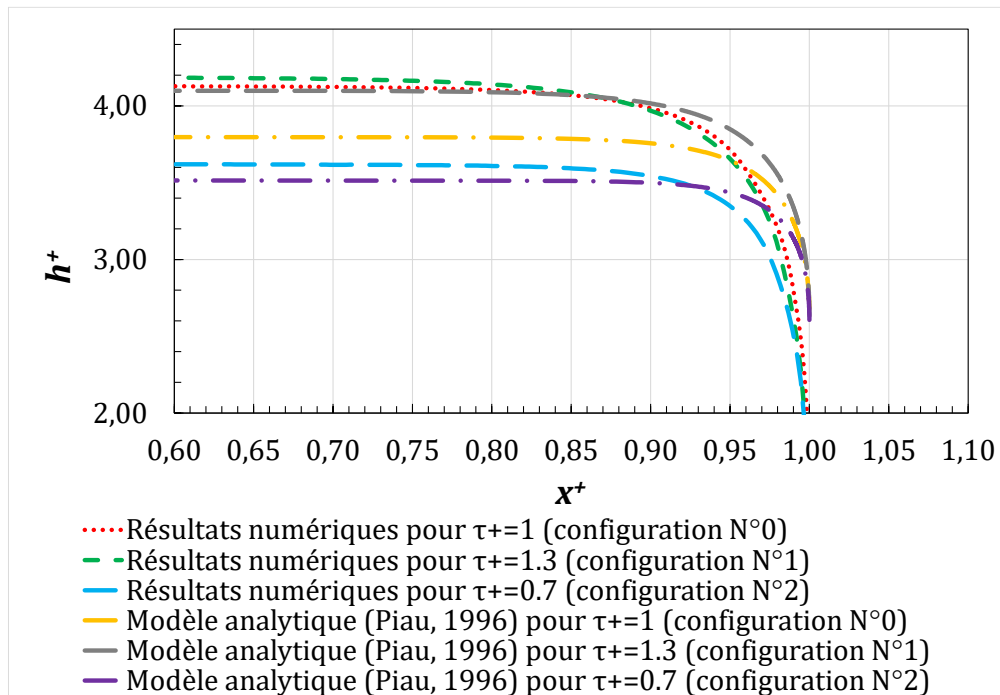


Figure 291 : Analyse de sensibilité de la contrainte seuil τ_c : courbe de remous.

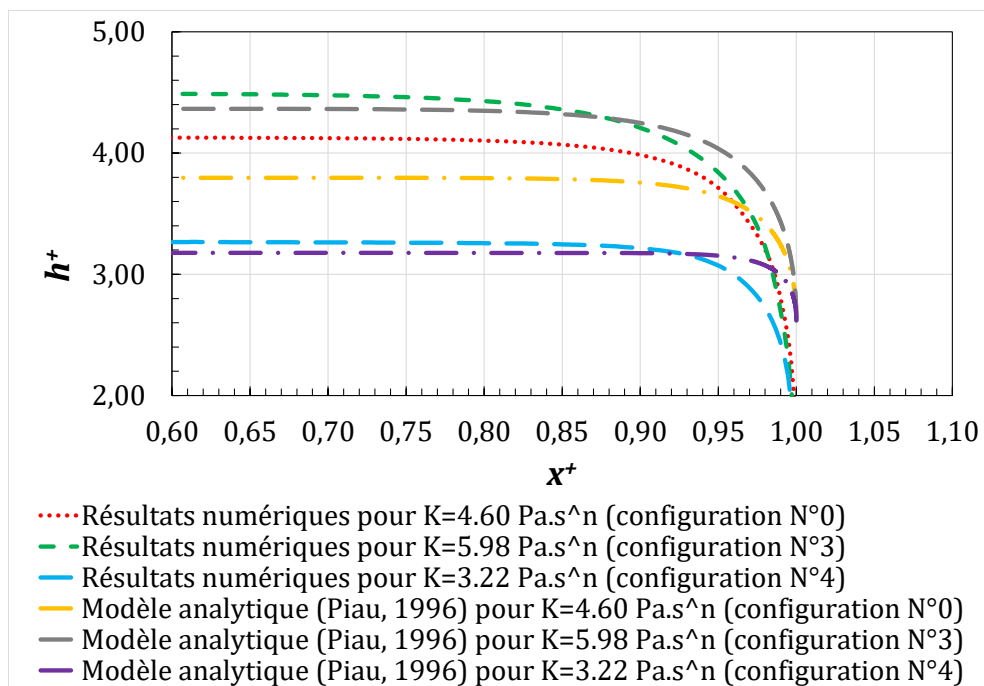


Figure 292 : Analyse de sensibilité de la consistance K : courbe de remous.

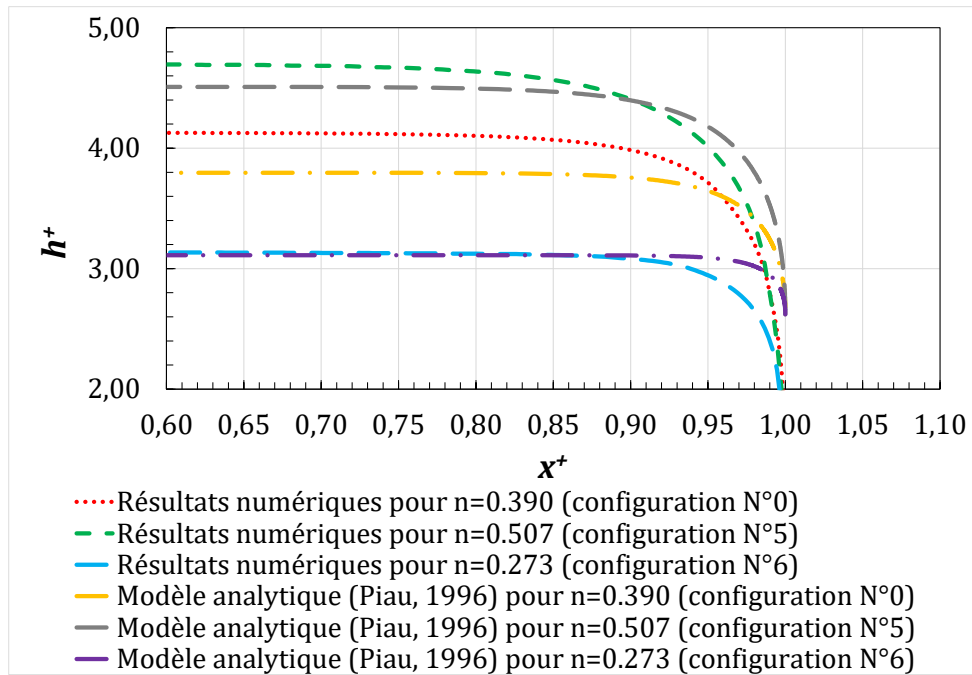


Figure 293 : Analyse de sensibilité de l'indice d'écoulement n : courbe de remous.

Annexe 8. Debiane (2000) : sensibilité à la pente

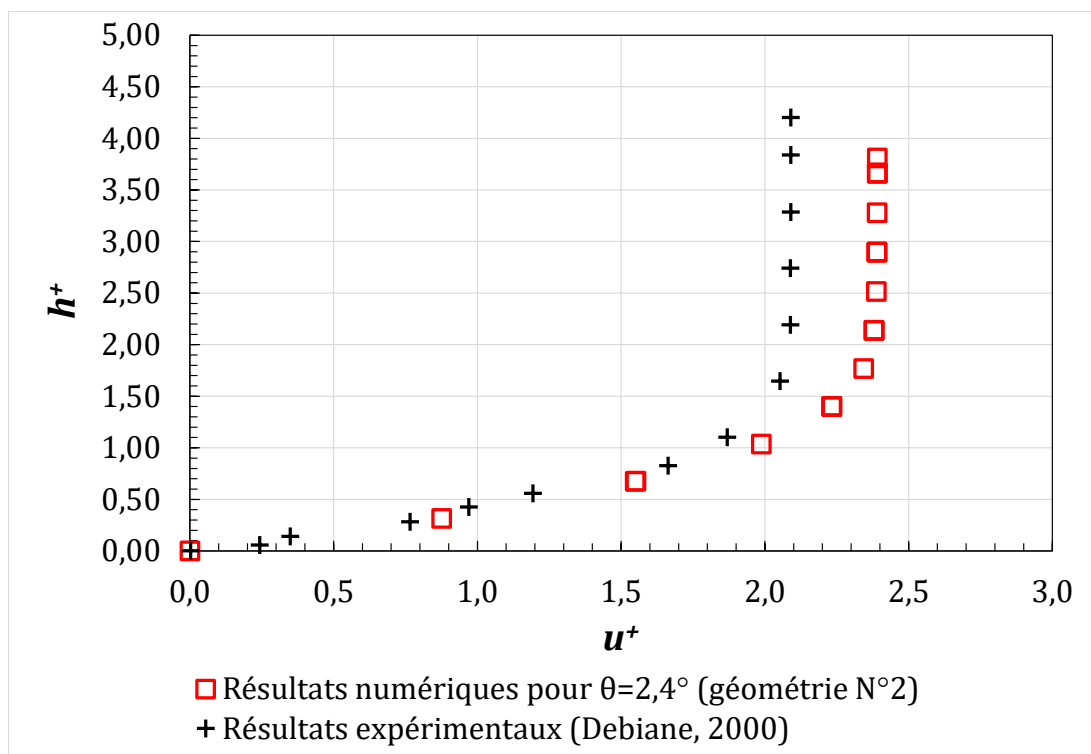


Figure 294 : Sensibilité à la pente du canal : comparaison des profils de vitesse numériques dans la direction verticale avec l'expérimental.

Annexe 9. Debiante (2000) : critère fondé sur une viscosité de transition

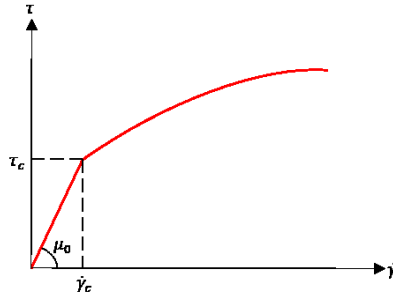


Figure 295 : Représentation de la régularisation du modèle bi-visqueux employée dans le code de calcul d'OpenFOAM.

Sous le seuil de contrainte (zone supposée rigide), le modèle numérique considère que la contrainte est égale à :

$$\tau = \eta_0 \cdot \dot{\gamma} \quad \text{Équation (75)}$$

Avec τ (Pa), la contrainte de cisaillement, η_0 (Pa.s), la viscosité de régularisation, et $\dot{\gamma}$ (s^{-1}) le taux de cisaillement. Au-dessus du seuil de contrainte (zone liquide), le modèle numérique considère que la contrainte est égale à :

$$\tau = \tau_c + K \cdot \dot{\gamma}^n \quad \text{Équation (76)}$$

Avec τ (Pa), la contrainte de cisaillement, τ_c (Pa) la contrainte de cisaillement seuil, K ($Pa \cdot s^n, m^2/s$) la consistance, $\dot{\gamma}$ (s^{-1}) le taux de cisaillement, et n l'indice d'écoulement (ou indice de puissance). D'où la viscosité numérique calculée :

$$\eta = \frac{\tau_c}{\dot{\gamma}} + k \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad \text{Équation (77)}$$

Au point de transition (passage du seuil de contrainte), on peut dériver l'expression de la contrainte par rapport au gradient de vitesse :

$$\frac{d\tau}{d\dot{\gamma}} = \frac{d}{d\dot{\gamma}} (\tau_c + K \cdot \dot{\gamma}^n) \quad \text{Équation (78)}$$

$$\frac{d\tau}{d\dot{\gamma}} = K \cdot n \cdot \dot{\gamma}^{n-1} = \eta \quad \text{Équation (79)}$$

Au point de transition, il vient :

$$\eta_T = K \cdot n \cdot \dot{\gamma}_c^{n-1} \quad \text{Équation (80)}$$

D'où :

$$\eta_T = K \cdot n \cdot \left(\frac{\tau_c}{\eta_0}\right)^{n-1} \quad \text{Équation (81)}$$

Annexe 10. Debiane (2000) : investigation des zones liquides et rigides

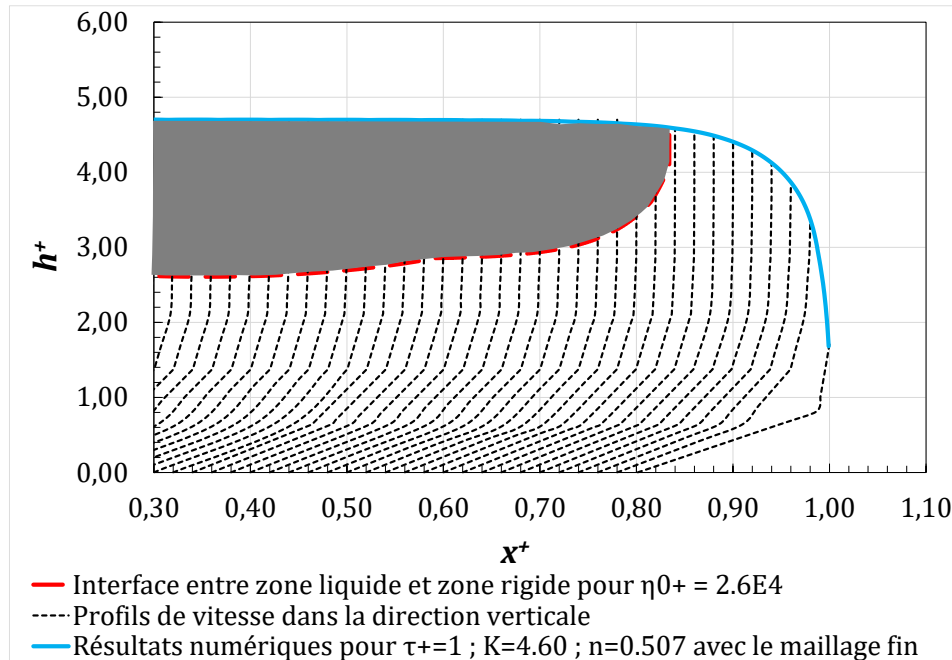


Figure 296 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_{0+} = 2,6 \times 10^4$.

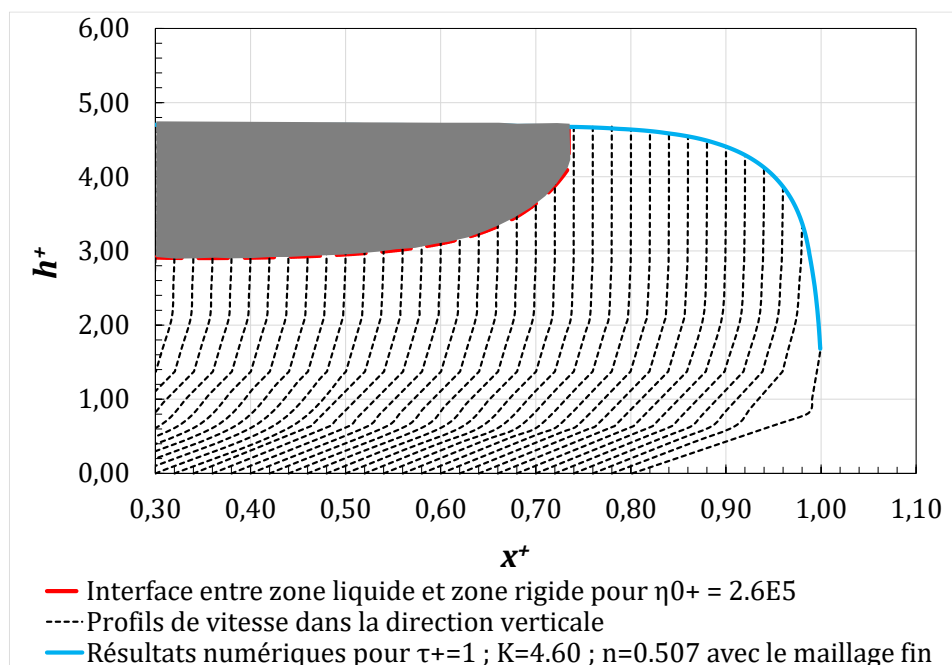


Figure 297 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_{0+} = 2,6 \times 10^5$.

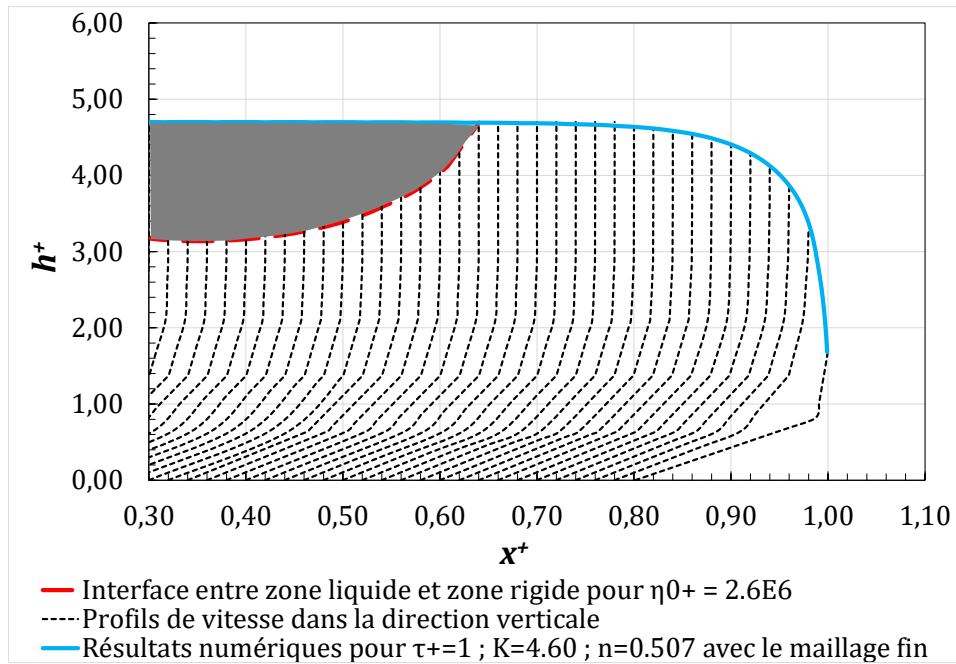


Figure 298 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_{0+} = 2,6 \times 10^6$.

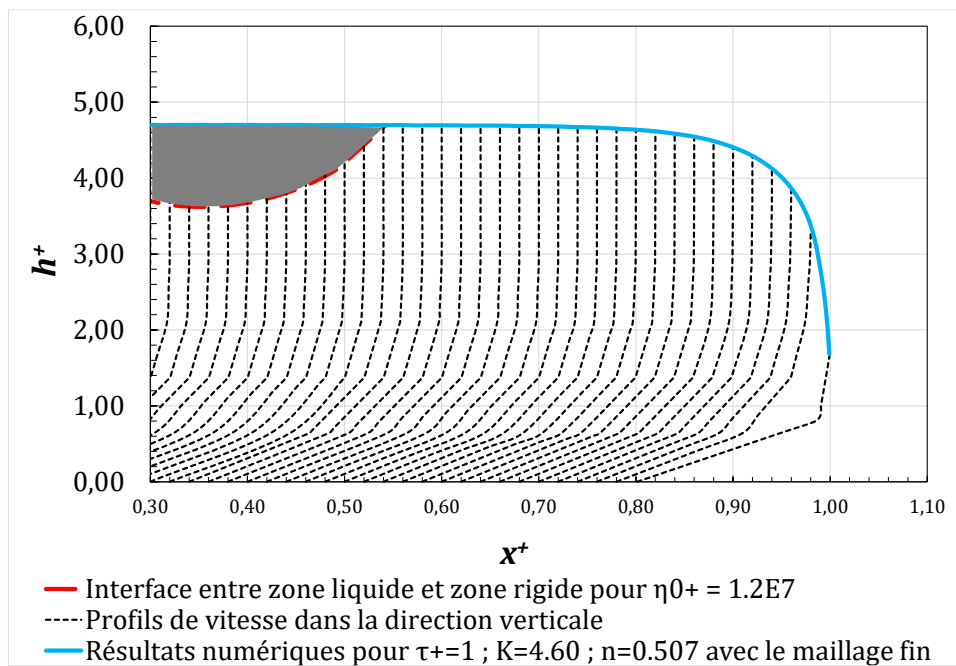


Figure 299 : Interface numérique entre zones liquide et rigide selon le critère de viscosité de transition : résultats pour $\eta_{0+} = 1,2 \times 10^7$.

Annexe 11. Debiane (2000) : investigation du paramètre C_α

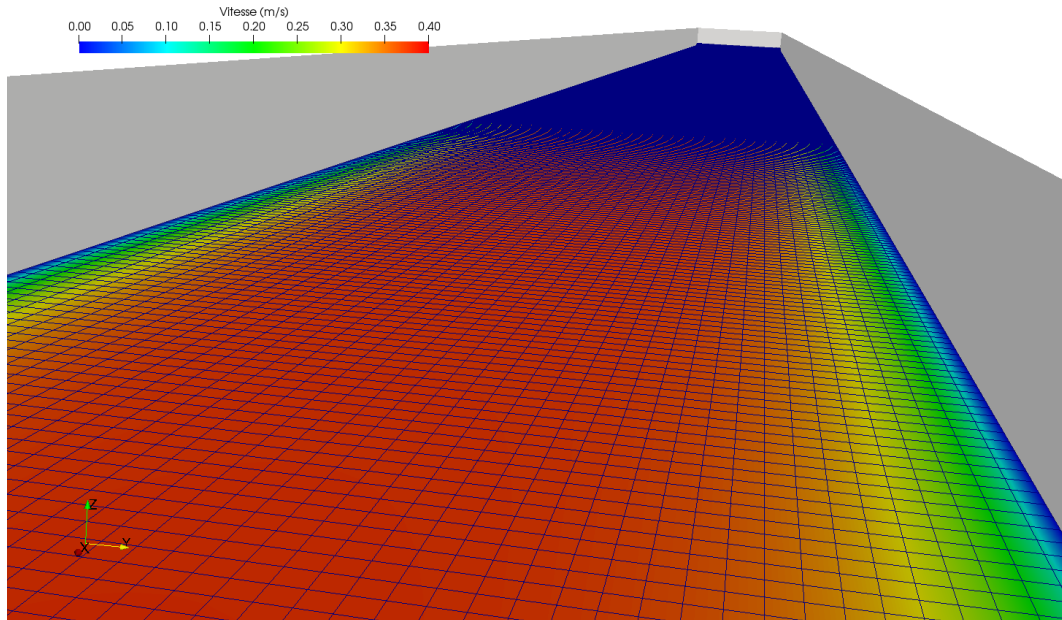


Figure 300 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 0$.

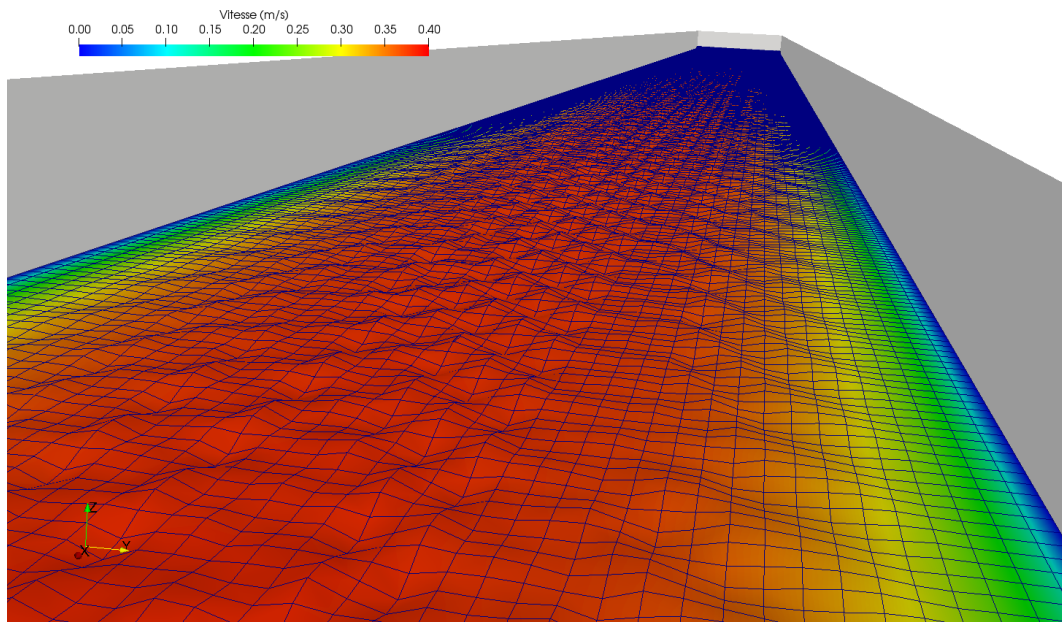


Figure 301 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 1$.

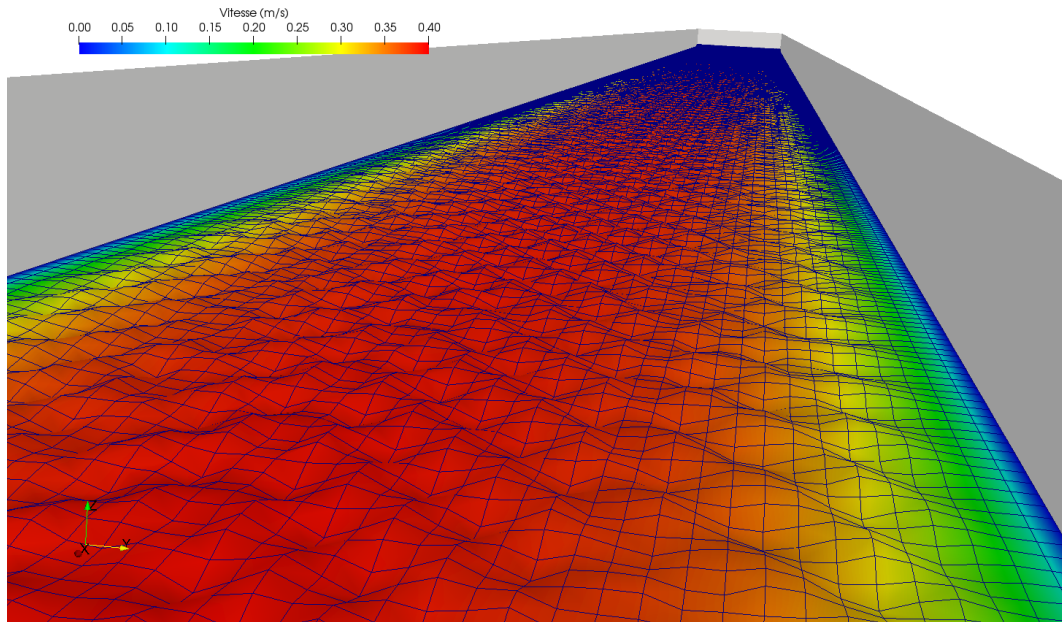


Figure 302 : Sensibilité au paramètre C_α : représentation de la surface libre colorée selon l'intensité de la vitesse ; $C_\alpha = 2$.

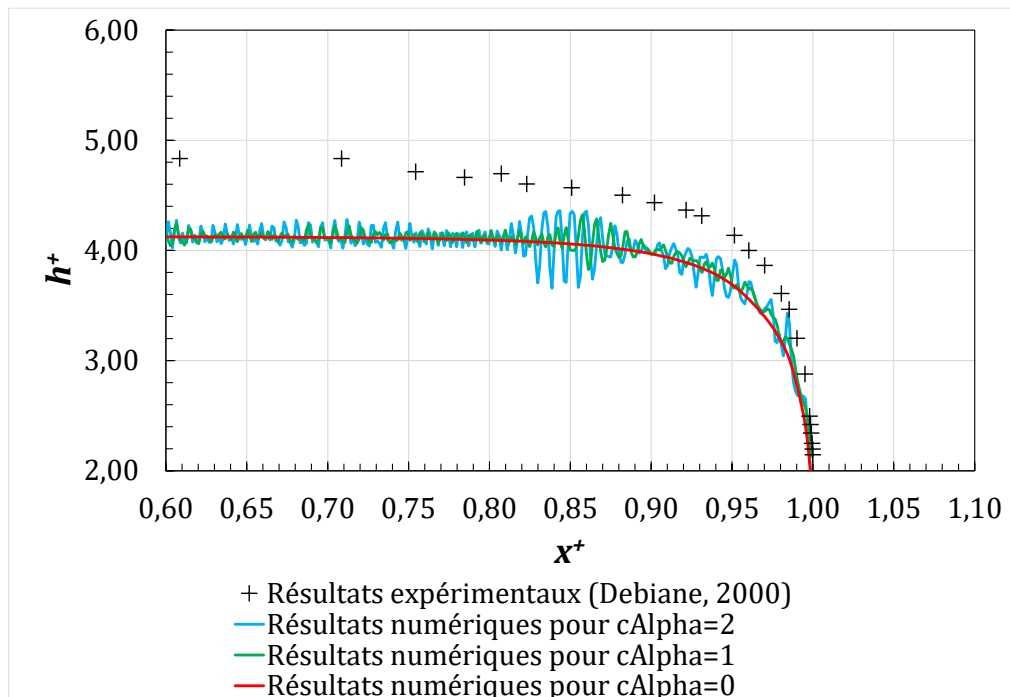


Figure 303 : Sensibilité au paramètre C_α : courbe de remous.

Annexe 12. Debiante (2000) : schémas numériques

Rappel du chapitre 3.8

Le théorème de Gauss permet de convertir les intégrales de volume en intégrales de surface.

$$\int_{V_p} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho \phi U) dV - \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi) dV = \int_{V_p} S_\phi(\phi) dV \quad \text{Équation (82)}$$

$$\downarrow \int_{V_p} \nabla \cdot a dV = \int_S dS \cdot a$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_p} \rho \phi dV + \int_S dS \cdot (\rho \phi U) - \int_S dS \cdot (\rho \Gamma_\phi \nabla \phi) = \int_{V_p} S_\phi(\phi) dV \quad \text{Équation (83)}$$

Puis, une forme semi-discrète de l'équation précédente peut être établie :

$$\int_{V_p} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \sum_f S_f \cdot (\rho U \phi)_f - \sum_f S_f \cdot (\rho \Gamma_f \nabla \phi)_f = (S_u V_p + S_p V_p \phi_p) \quad \text{Équation (84)}$$

Avec $S \cdot (\rho U \phi) = F^C$, le flux convectif et $S \cdot (\rho \Gamma_f \nabla \phi) = F^D$, le flux diffusif. Les valeurs aux niveaux des faces apparaissant dans les flux convectif et diffusif doivent être calculées par une interpolation à partir des valeurs stockées au centre des cellules (quantités connues) de part et d'autre de la face f . C'est à ce moment qu'interviennent les schémas numériques. Les schémas du premier ordre sont bornés et stables mais diffusifs. Les schémas du second ordre sont plus précis mais ils peuvent engendrer des oscillations lors de la résolution de la solution. A noter que certains schémas incluent une fonction de limiteur du gradient. Elle permet d'accroître la stabilité du calcul mais ajoute de la diffusion du fait de la limitation. Plusieurs schémas limiteurs de gradient sont disponibles dans OpenFOAM. Du moins diffusif au plus diffusif, on trouve cellLimited, cellMDLimited, faceLimited ou encore faceMDLimited. Les limiteurs permettent d'éviter les valeurs non physiques. La limitation s'applique généralement vers l'amont dans les régions où le gradient varie rapidement.

Schéma Gauss linear

Ce schéma est connu sous le nom d'interpolation linéaire ou de schéma centré. C'est un schéma standard du second ordre. Cependant, il peut générer des solutions oscillantes (solutions non limitées). Les valeurs aux niveaux de la face f peuvent être calculées comme suit :

$$\phi_f = f_x \phi_P + (1 - f_x) \phi_N \quad \text{avec} \quad f_x = \frac{fN}{PN} = \frac{|x_f - x_N|}{|d|}$$

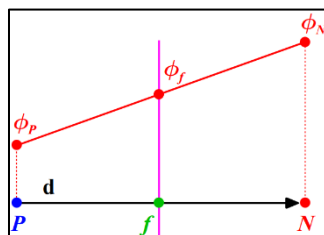


Schéma Gauss Upwind

Ce schéma est connu sous le nom de schéma amont. C'est un schéma standard du premier ordre. Il est borné (non oscillatoire) et diffusif. Les valeurs aux niveaux de la face f peuvent être calculées comme suit :

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_f = \phi_P \text{ pour } \dot{F} \geq 0 \\ \phi_f = \phi_N \text{ pour } \dot{F} < 0 \end{cases}$$

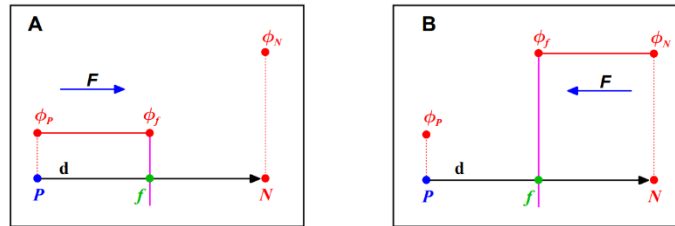
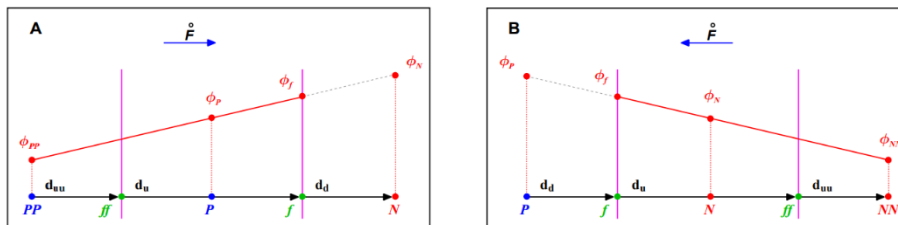


Schéma Gauss linearUpwind cellMDLimited Gauss_linear 1

Ce schéma est connu sous le nom de schéma amont du second ordre. C'est un schéma limiteur. Il est adapté pour des flux hautement convectifs ou pour des forts gradients. Les valeurs aux niveaux de la face f peuvent être calculées comme suit :

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_P + \frac{1}{2}(\phi_P - \phi_{PP}) = \frac{2}{3}\phi_P - \frac{1}{2}\phi_{PP} \text{ pour } \dot{F} \geq 0 \\ \phi_N + \frac{1}{2}(\phi_N - \phi_{NN}) = \frac{2}{3}\phi_N - \frac{1}{2}\phi_{NN} \text{ pour } \dot{F} < 0 \end{cases}$$



Le gradient est ici limité avec le schéma cellMDLimited. Le coefficient 1 permet une forte limitation.

Schéma Gauss vanLeer

Ce schéma est un schéma limiteur du second ordre. C'est un schéma borné. Ce schéma est stable et conduit toujours à des résultats physiques. Ce schéma est largement utilisé dans les solveurs multiphasiques.

Schéma Gauss limitedLinear 1

Ce schéma est connu sous le nom de schéma centré du second ordre. C'est un schéma limiteur. Le coefficient 1 permet une forte limitation du gradient.

Annexe 13. Debiante (2000) : investigation des schémas numériques de résolution

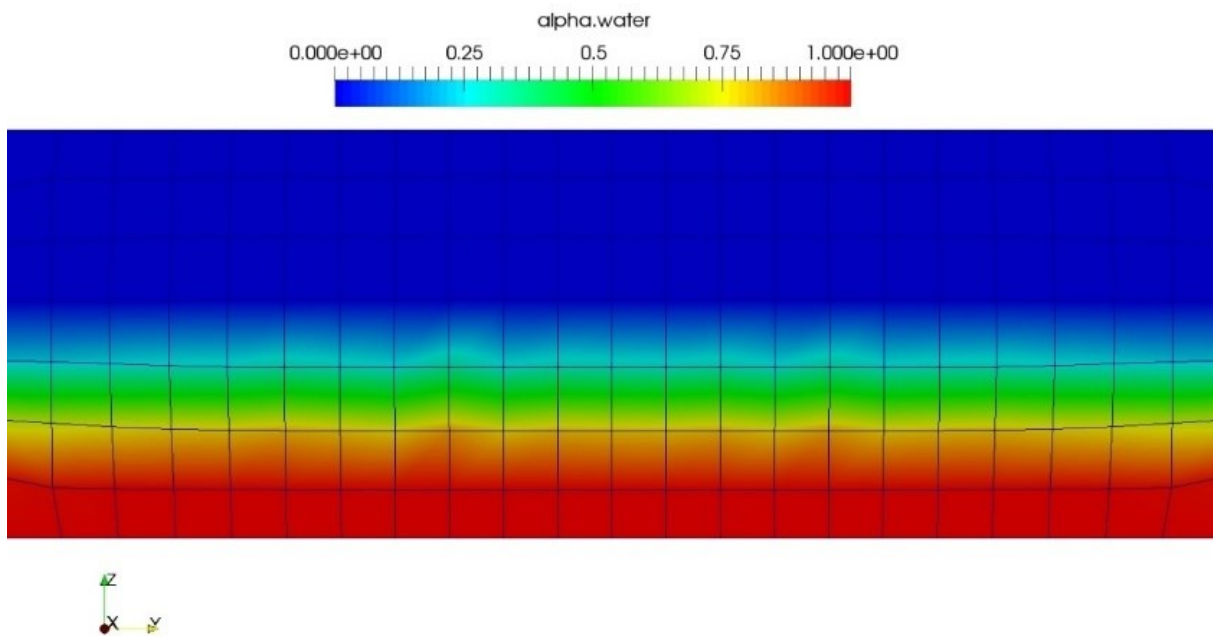


Figure 304 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss LimitedLinear 1.

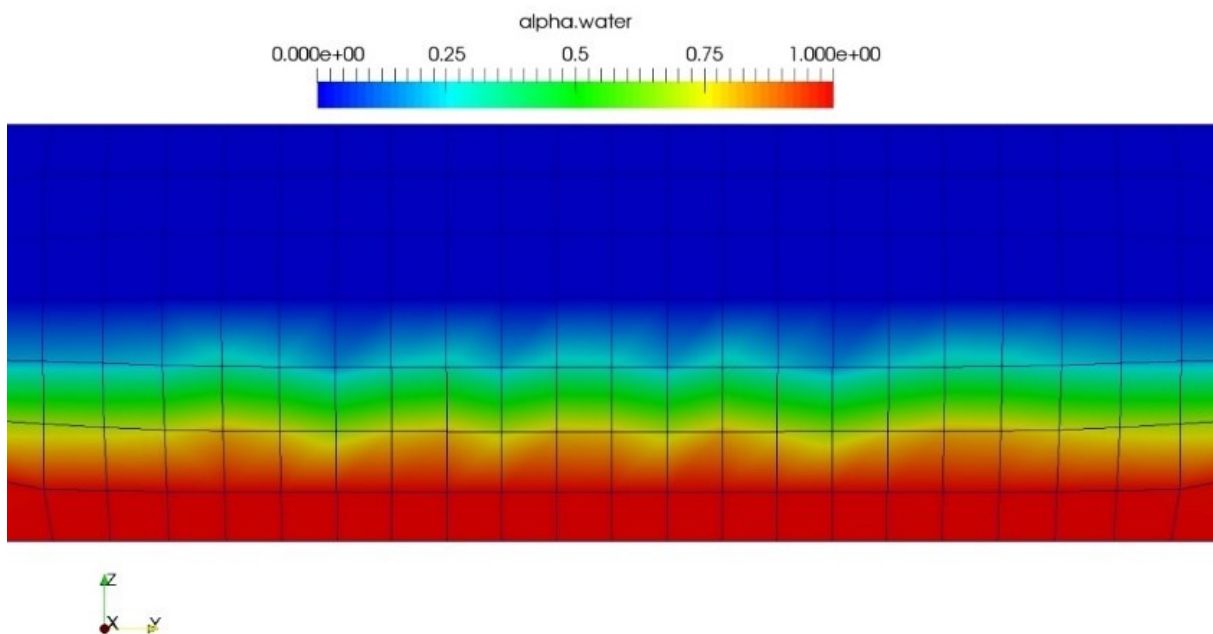


Figure 305 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss linear.

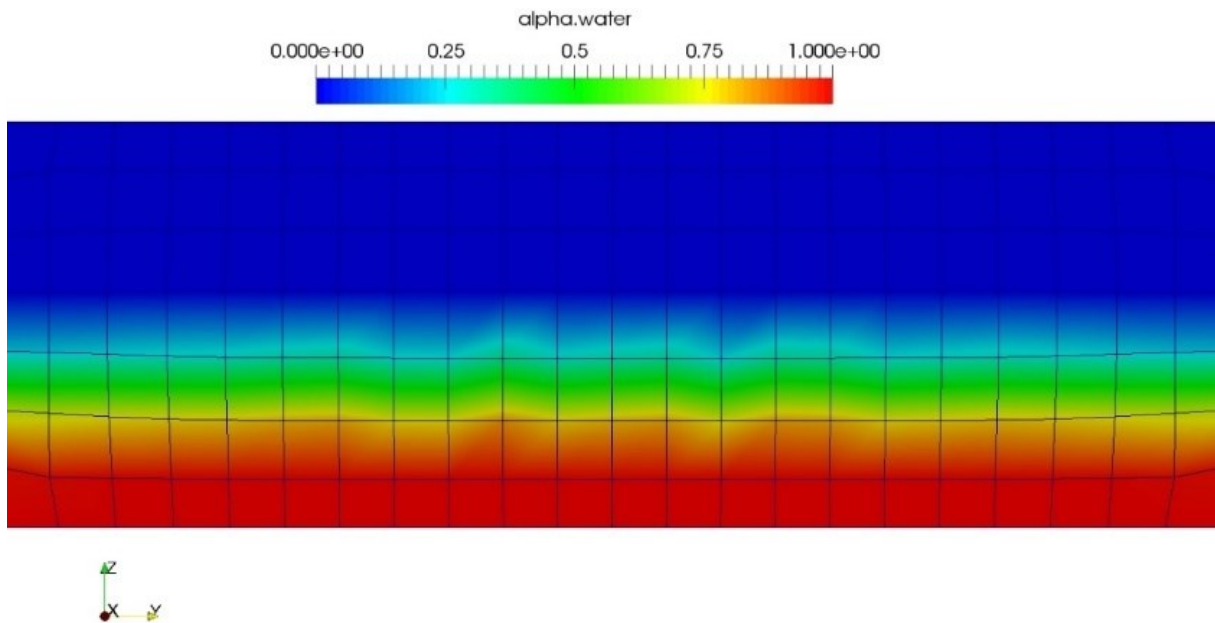


Figure 306 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss linearUpwind cellMDLimited Gauss_linear 1.

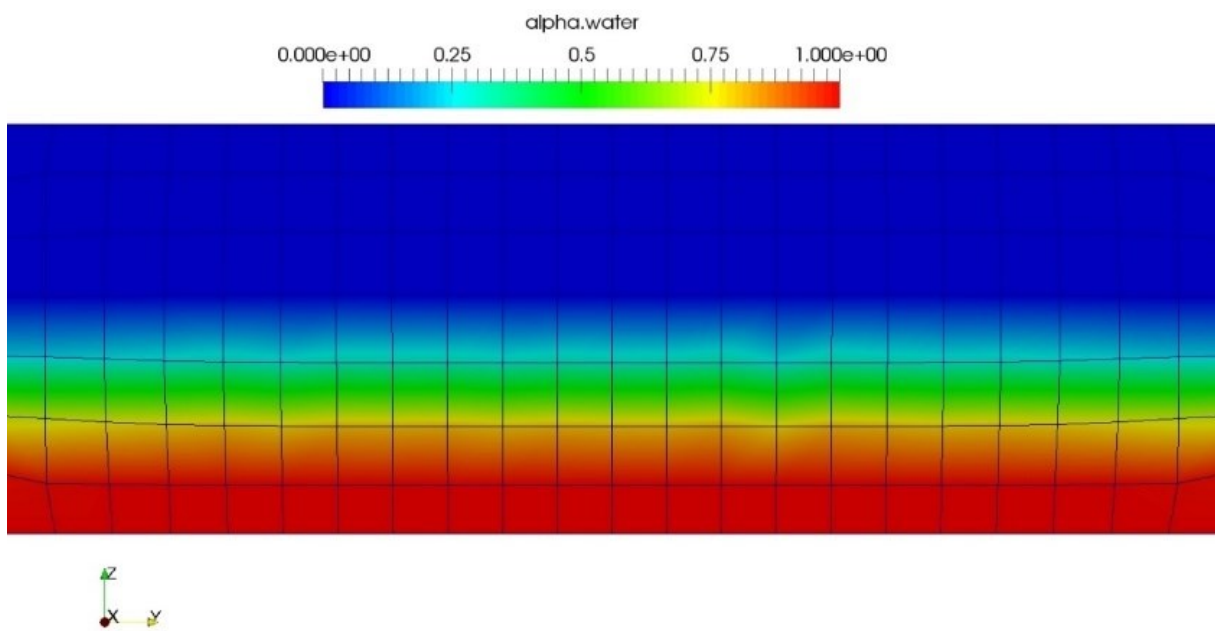


Figure 307 : Sensibilité aux schémas numériques : coupe transversale ($x^+ = 0,60$) du domaine de calcul colorié selon la fraction volumique ; schéma Gauss vanLeer.

Annexe 14. Debiante (2000) : investigation du frottement pariétal sur l'écoulement

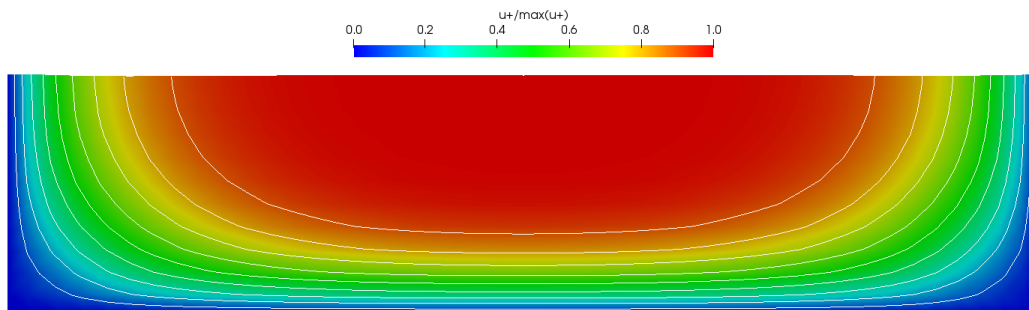


Figure 308 : Section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$) du champ de vitesse numérique 3D : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°2 ($\theta = 2,4^\circ$).

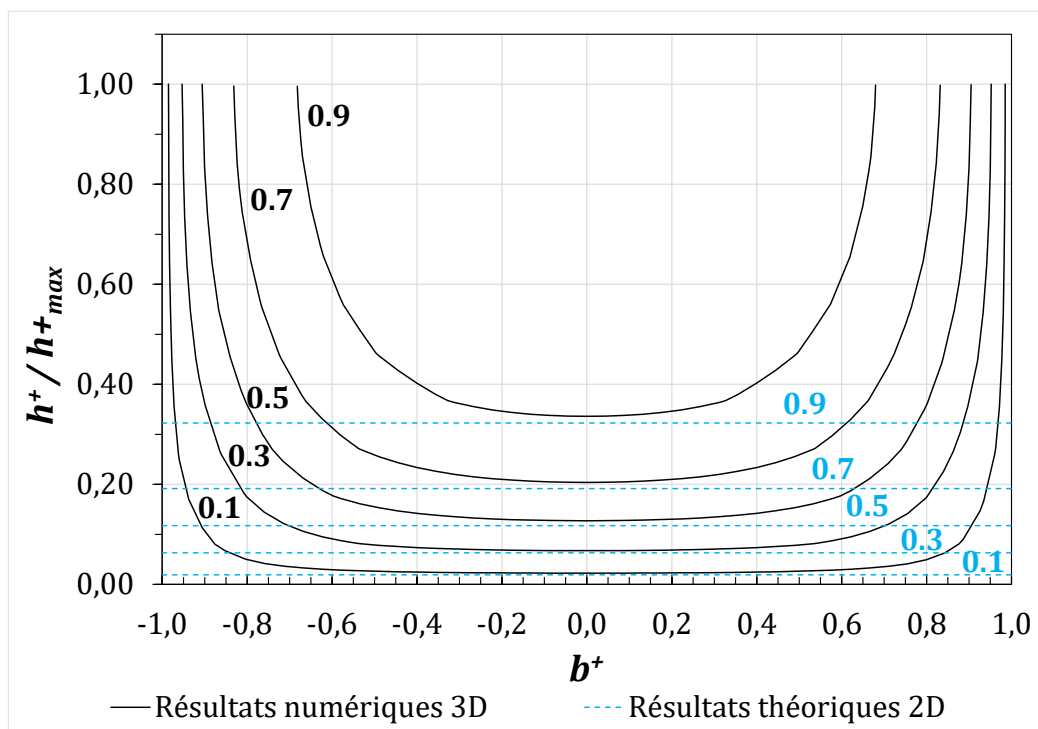


Figure 309 : Comparaison, dans une section transversale à l'écoulement ($x^+ = 0,5$), du champ de vitesse numérique 3D avec le champ de vitesse théorique 2D construit d'après le modèle de Coussot (Coussot, 1994) : isovitesse adimensionnelles pour le cas de la géométrie n°2 ($\theta = 2,4^\circ$).

Annexe 15. Luu (2015) : maillages

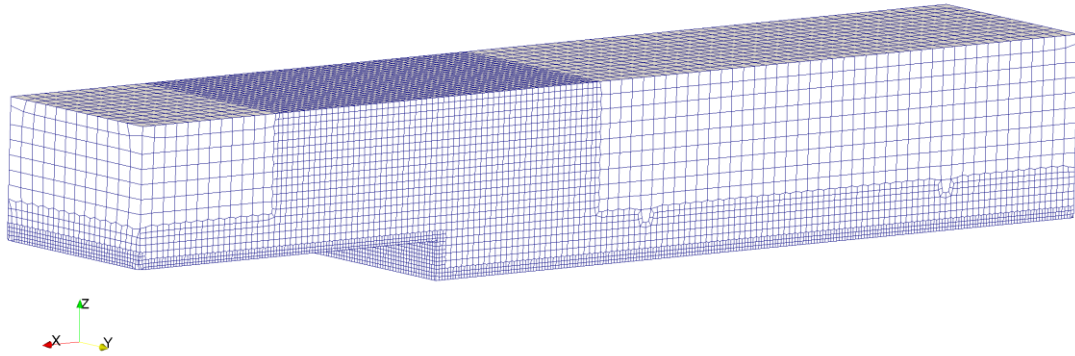


Figure 310 : Représentation du maillage grossier du modèle numérique 3D de la conduite fermée de Luu (Luu *et al.*, 2015).

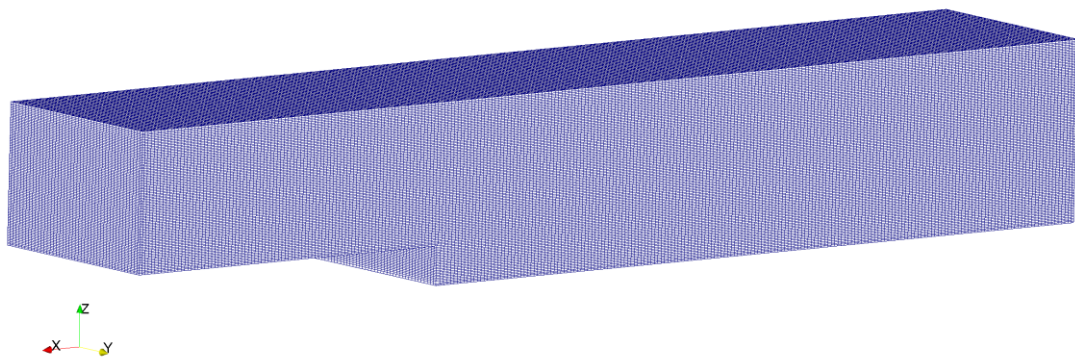


Figure 311 : Représentation du maillage fin du modèle numérique 3D de la conduite fermée de Luu (Luu *et al.*, 2015).

Annexe 16. Luu (2015) : régularisations rhéologiques

La Figure 312 fournit une comparaison des quatre régularisations utilisées pour le modèle bi-visqueux avec la rhéologie réelle du Carbopol, décrite par le modèle d'Herschel-Bulkley (courbe en pointillés noirs). Plus la valeur de η_0^+ est grande, plus la régularisation numérique s'ajuste rapidement (faibles valeurs $\dot{\gamma}^+$) avec la courbe réelle. Retenir une valeur élevée de η_0^+ permet de réduire l'approximation avec la loi de comportement réelle.

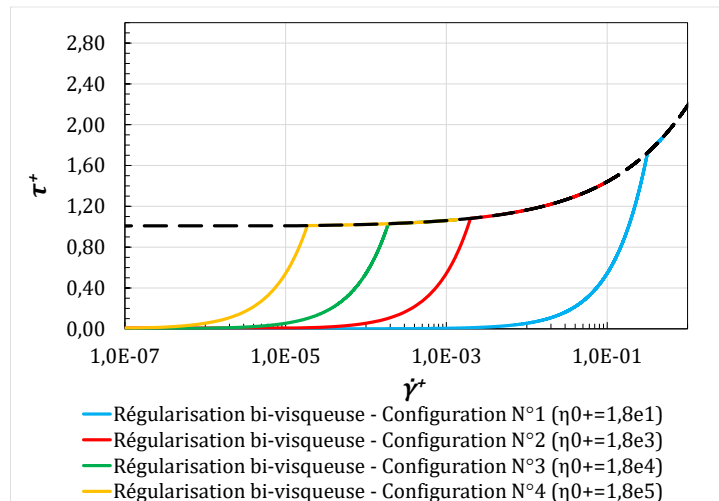


Figure 312 : Sensibilité aux paramètres de régularisation : comparaison des régularisations bi-visqueuses, avec le modèle d'Herschel-Bulkley.

De façon identique, la Figure 313 présente les trois paramétrages de la régularisation de Papanastasiou. L'approximation avec le modèle d'Herschel-Bulkley est réduite lorsque la valeur de m est augmentée. La régularisation permet de lisser le saut de viscosité (du fait de l'exponentielle dans la loi) au niveau de la transition rigide / liquide, en comparaison de la régularisation bi-visqueuse.

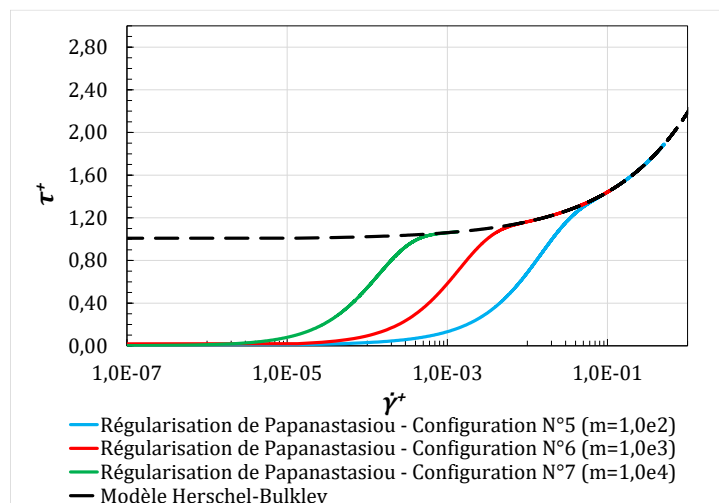


Figure 313 : Sensibilité aux paramètres de régularisation : comparaison des régularisations de Papanastasiou, avec le modèle d'Herschel-Bulkley.

Annexe 17. Luu (2015) : condition *slip*

```
dimensions      [0 1 -1 0 0 0];
internalField   uniform (0 0 0);
boundaryField
{
  InletFluxNorefine
  {
    type          flowRateInletVelocity;
    volumetricFlowRate constant 0.0000520;
    extrapolateProfile false;
    value         uniform (0.0154899 0 0);
  }
  OutletNorefine
  {
    type          inletOutlet;
    inletValue    uniform (0 0 0);
    value         uniform (0 0 0);
  }
  WallNorefine
  {
    type          slip;
    value         $internalField;
  }
  FondNorefine
  {
    type          fixedValue;
    value         uniform (0 0 0);
  }
}

dimensions      [0 1 -1 0 0 0];
internalField   uniform (0 0 0);
boundaryField
{
  InletFluxNorefine
  {
    type          flowRateInletVelocity;
    volumetricFlowRate constant 0.0000520;
    extrapolateProfile false;
  }
  OutletNorefine
  {
    type          inletOutlet;
    inletValue    uniform (0 0 0);
    value         uniform (0 0 0);
  }
  WallLeftNorefine
  {
    type          slip;
    value         $internalField;
  }
  WallRightNorefine
  {
    type          slip;
    value         $internalField;
  }
  WallTopNorefine
  {
    type          fixedValue;
    value         uniform (0 0 0);
  }
  FondNorefine
  {
    type          fixedValue;
    value         uniform (0 0 0);
  }
}
```

Figure 314 : Paramétrage des conditions aux limites de vitesse dans le fichier *0.org/U* d'OpenFOAM pour le cas du débit de $52 \text{ cm}^3/\text{s}$: configuration CL_1 avec glissement sur toutes les parois murales (à gauche) et configuration CL_2 avec glissement uniquement sur les parois latérales (à droite).

Annexe 18. de Souza-Mendes (2007) et Cochard (2009) : maillage mis en œuvre

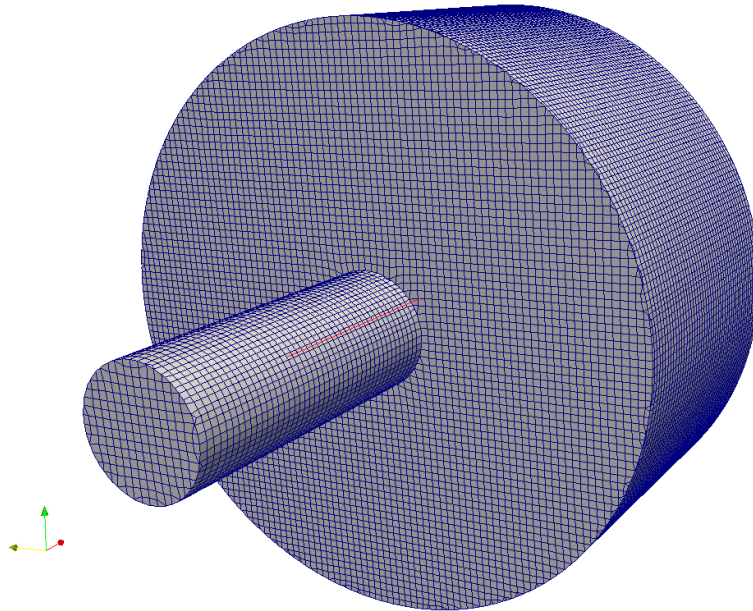


Figure 315 : Représentation du maillage du modèle numérique 3D de la cavité de de Souza Mendes (de Souza Mendes *et al.*, 2007) : Géom_1.

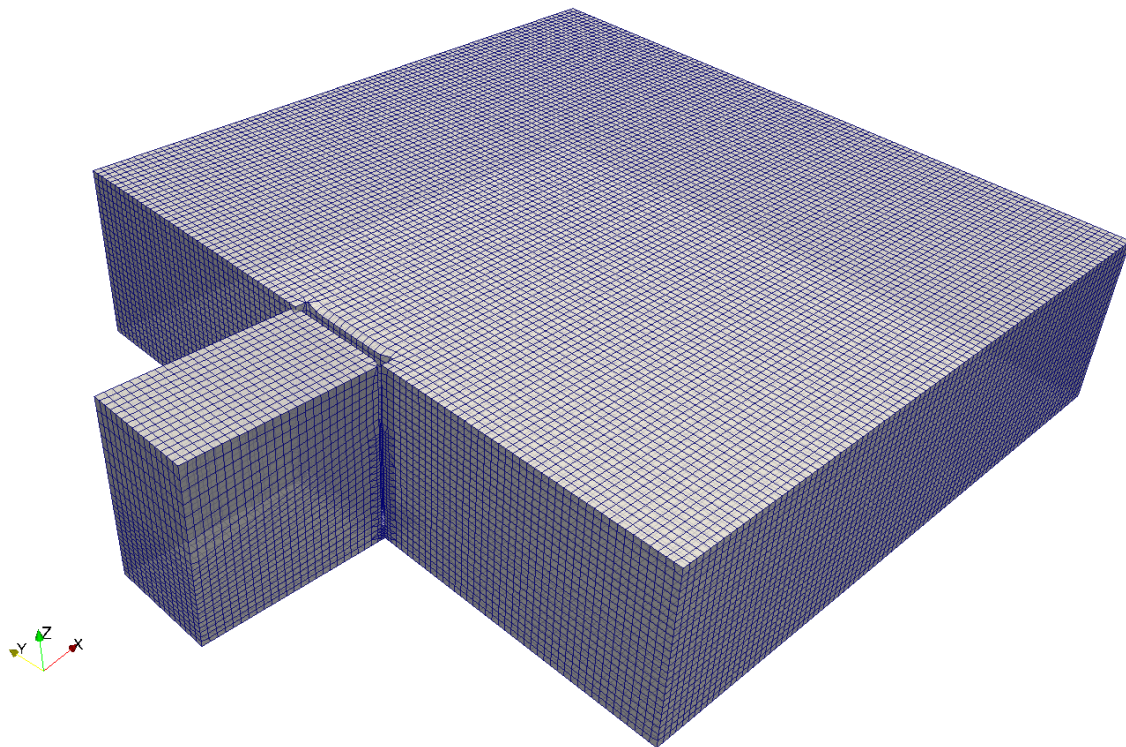


Figure 316 : Représentation du maillage grossier du modèle numérique 3D du plan incliné de Cochard (Cochard & Ancey, 2009).

Annexe 19. Cochard (2009) : sensibilité au maillage

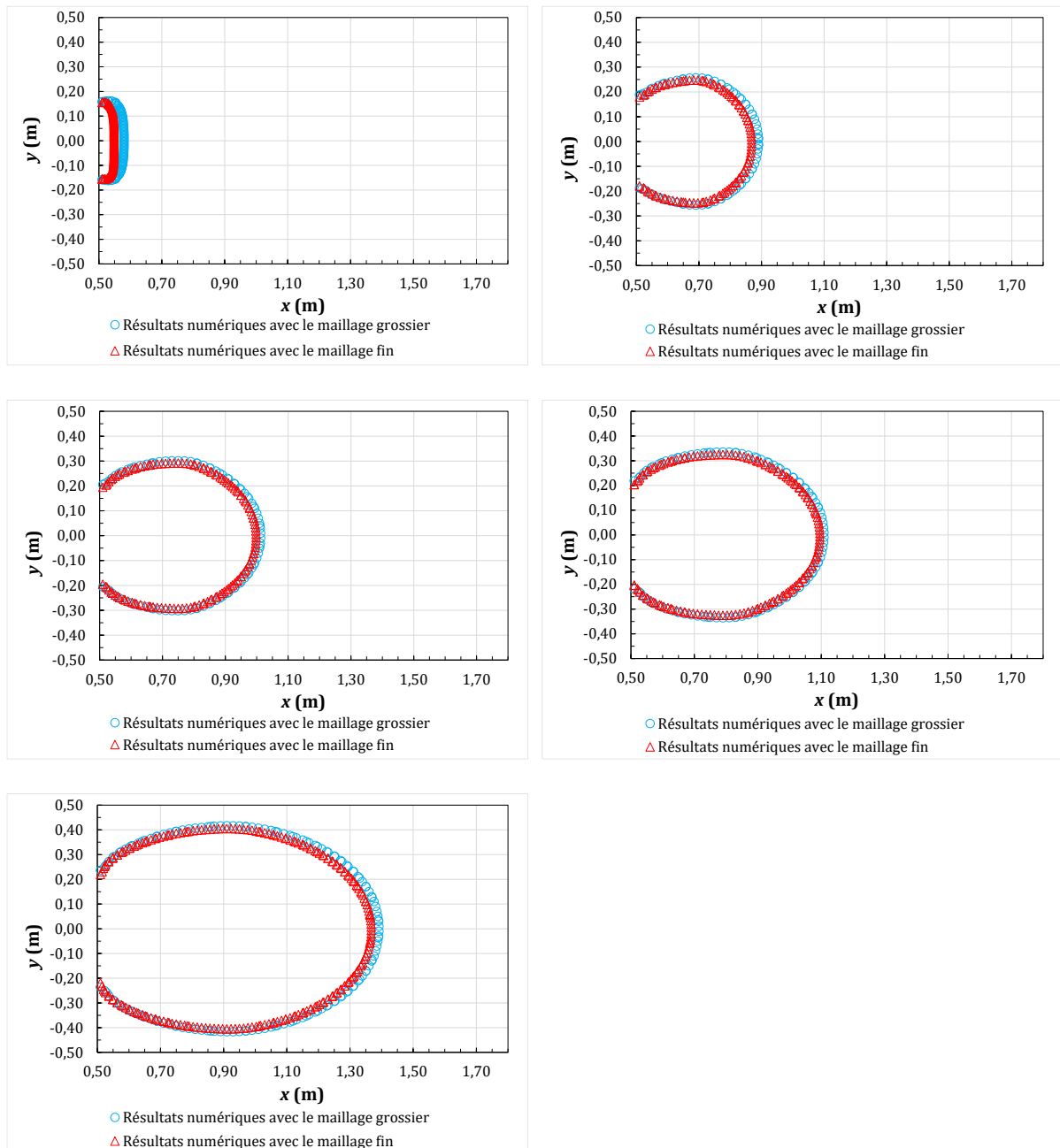


Figure 317 : Sensibilité au maillage : front d'étalement à $t = 0,2$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

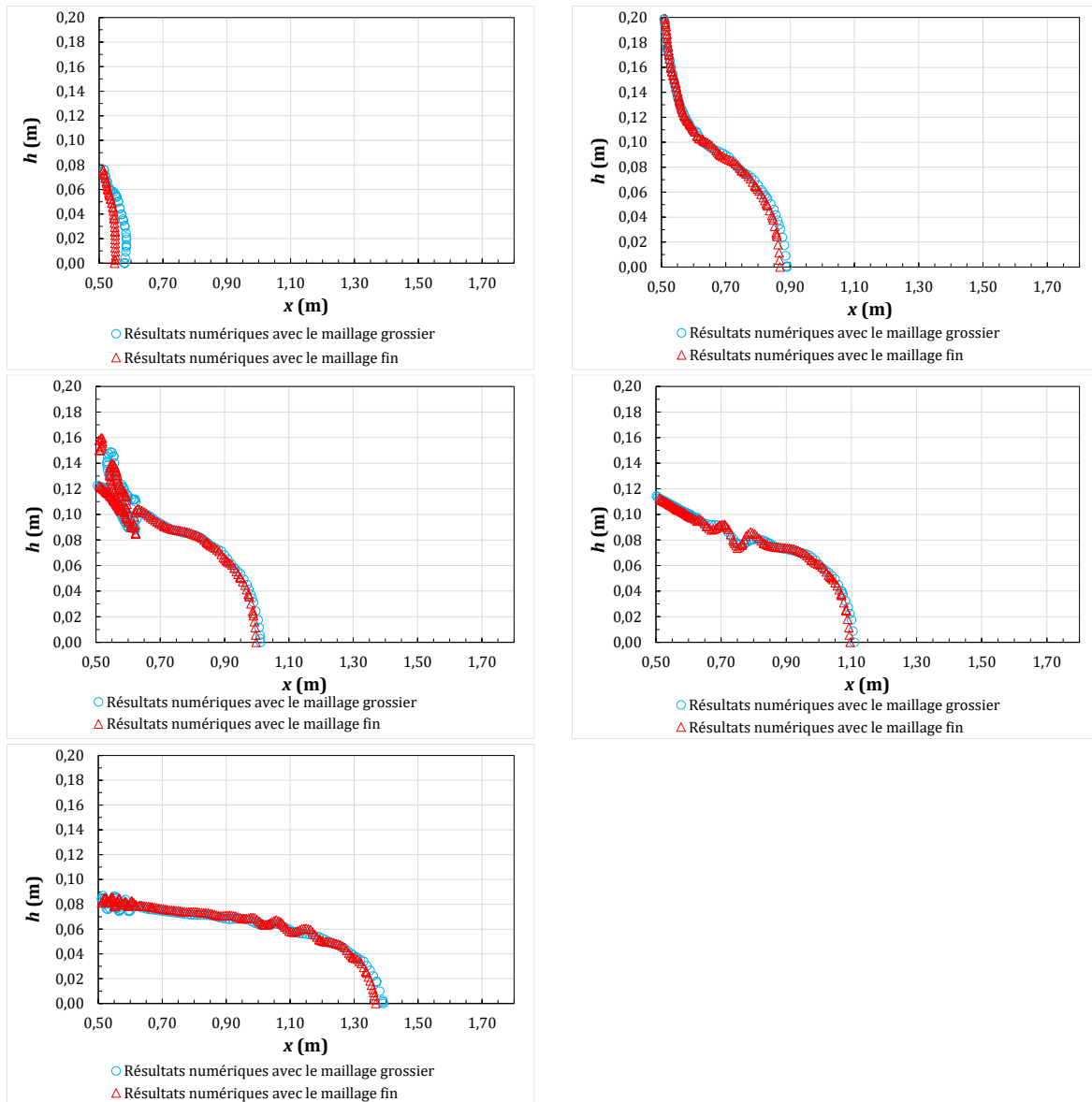


Figure 318 : Sensibilité au maillage : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

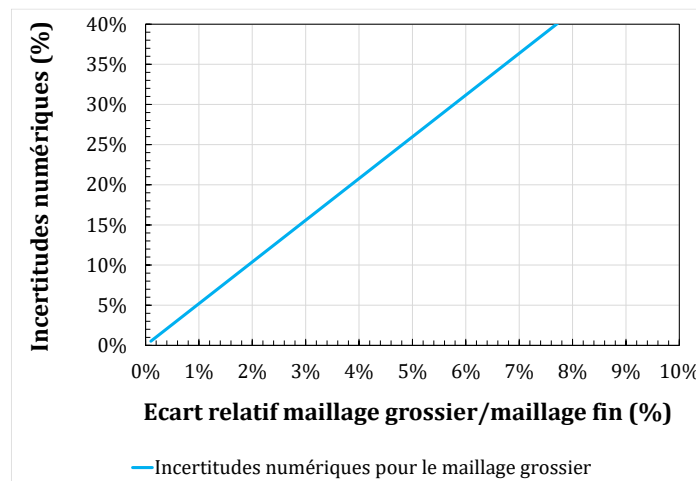


Figure 319 : Sensibilité au maillage : incertitudes numériques pour le maillage grossier.

Annexe 20. Cochard (2009) : premiers résultats numériques obtenus

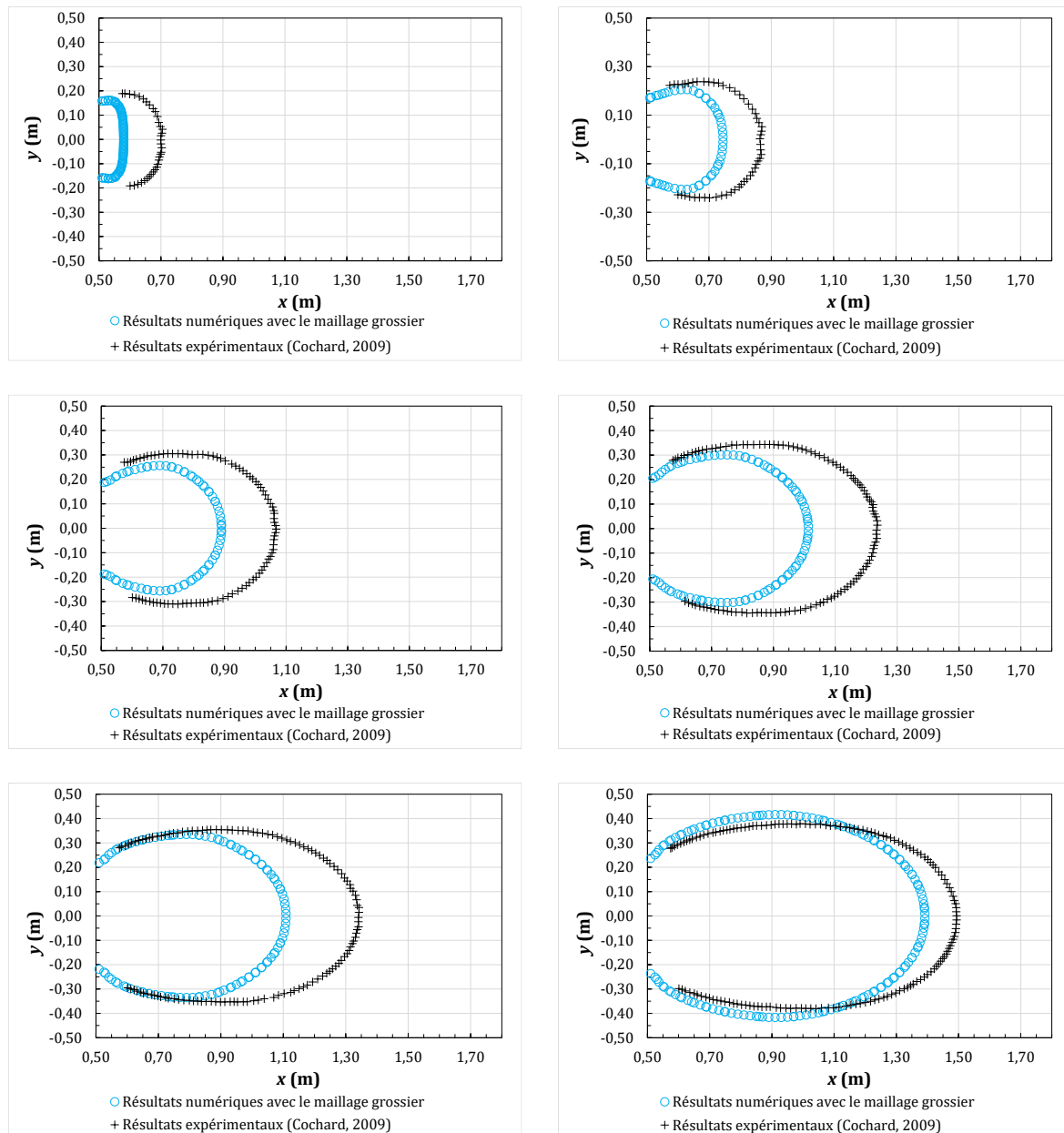


Figure 320 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : front d'étalement à $t = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

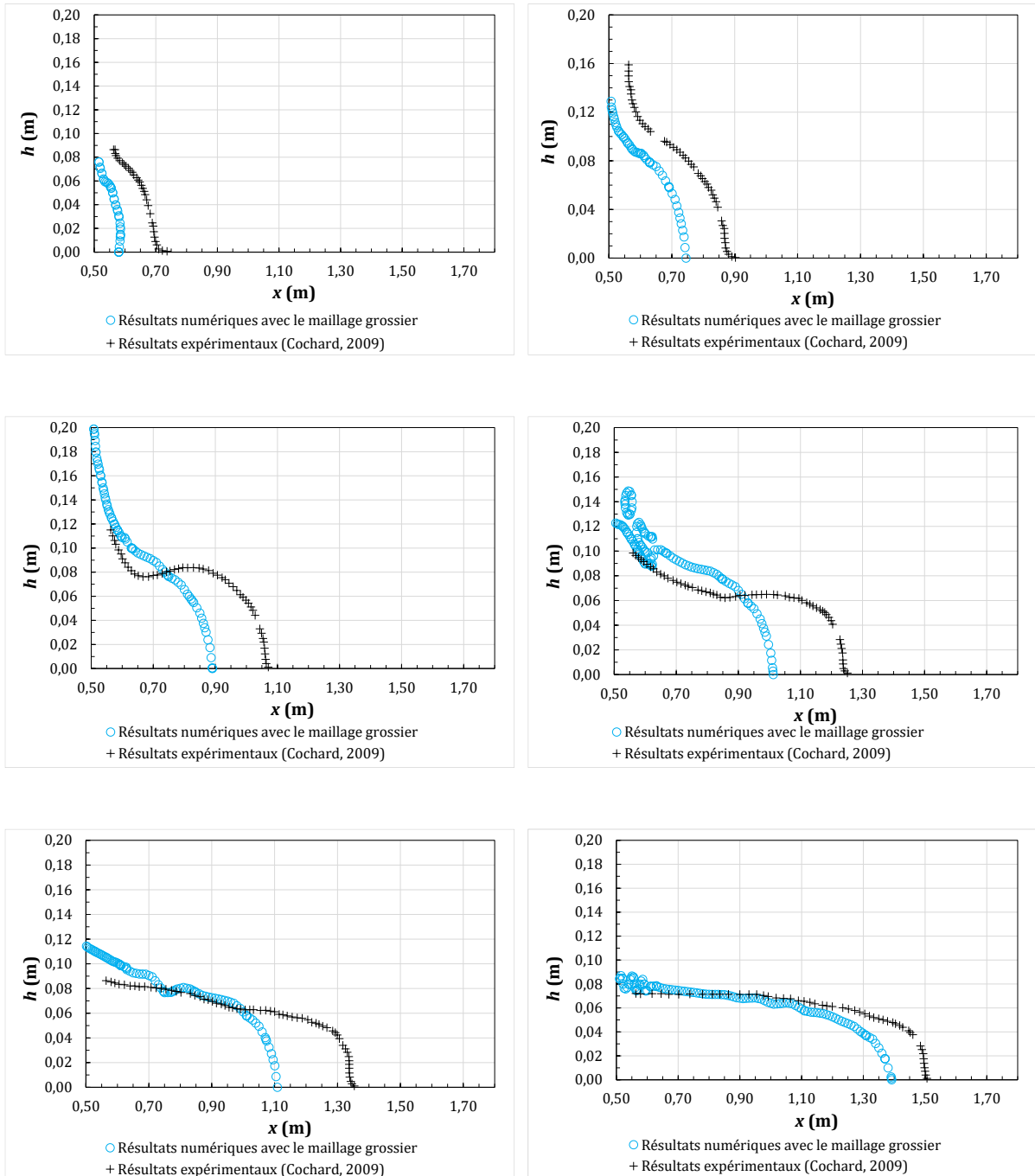


Figure 321 : Première comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

Annexe 21. Cochard (2009) : sensibilité à la vanne

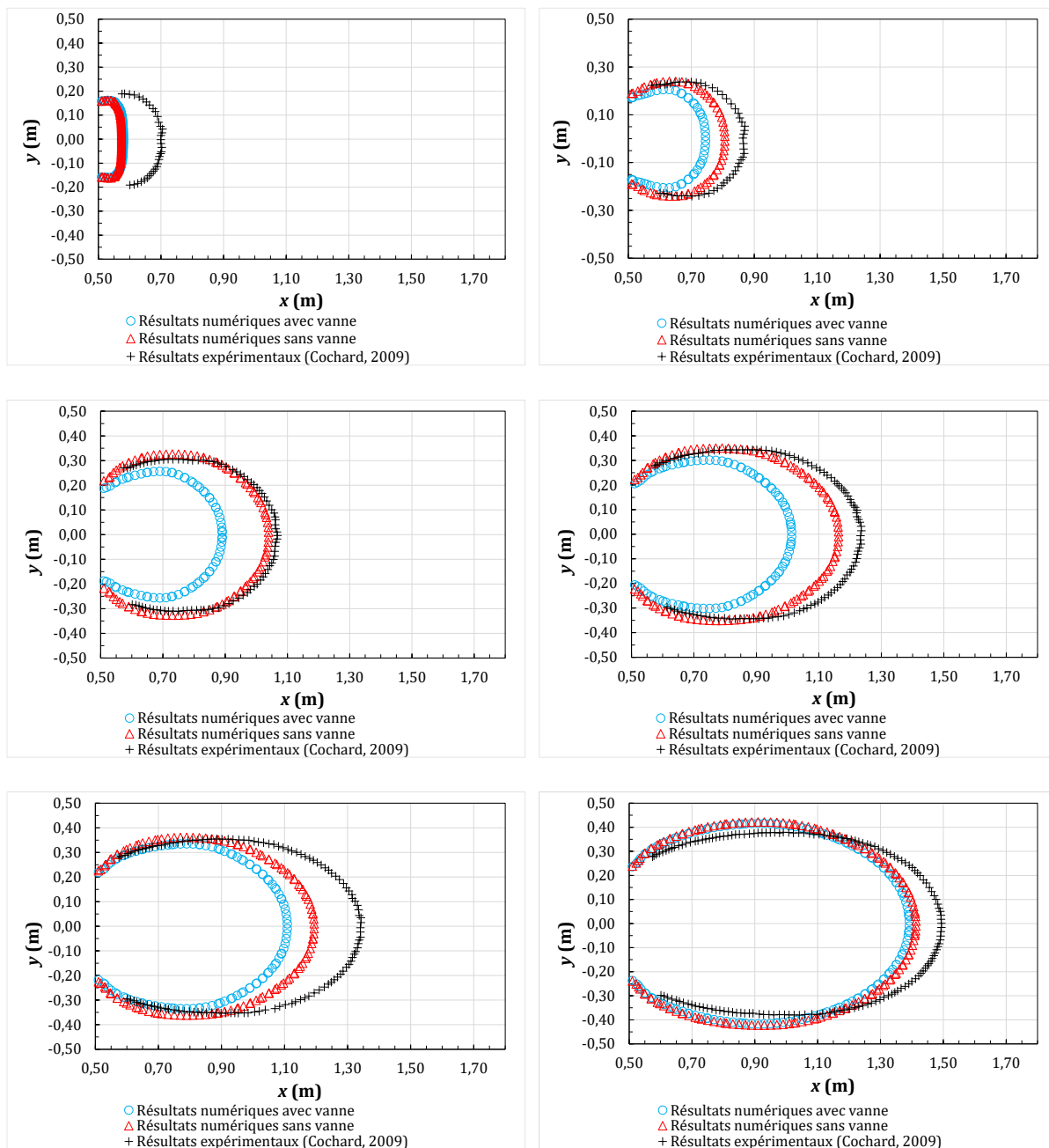


Figure 322 : Sensibilité à la vanne : front d'étalement à $t = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

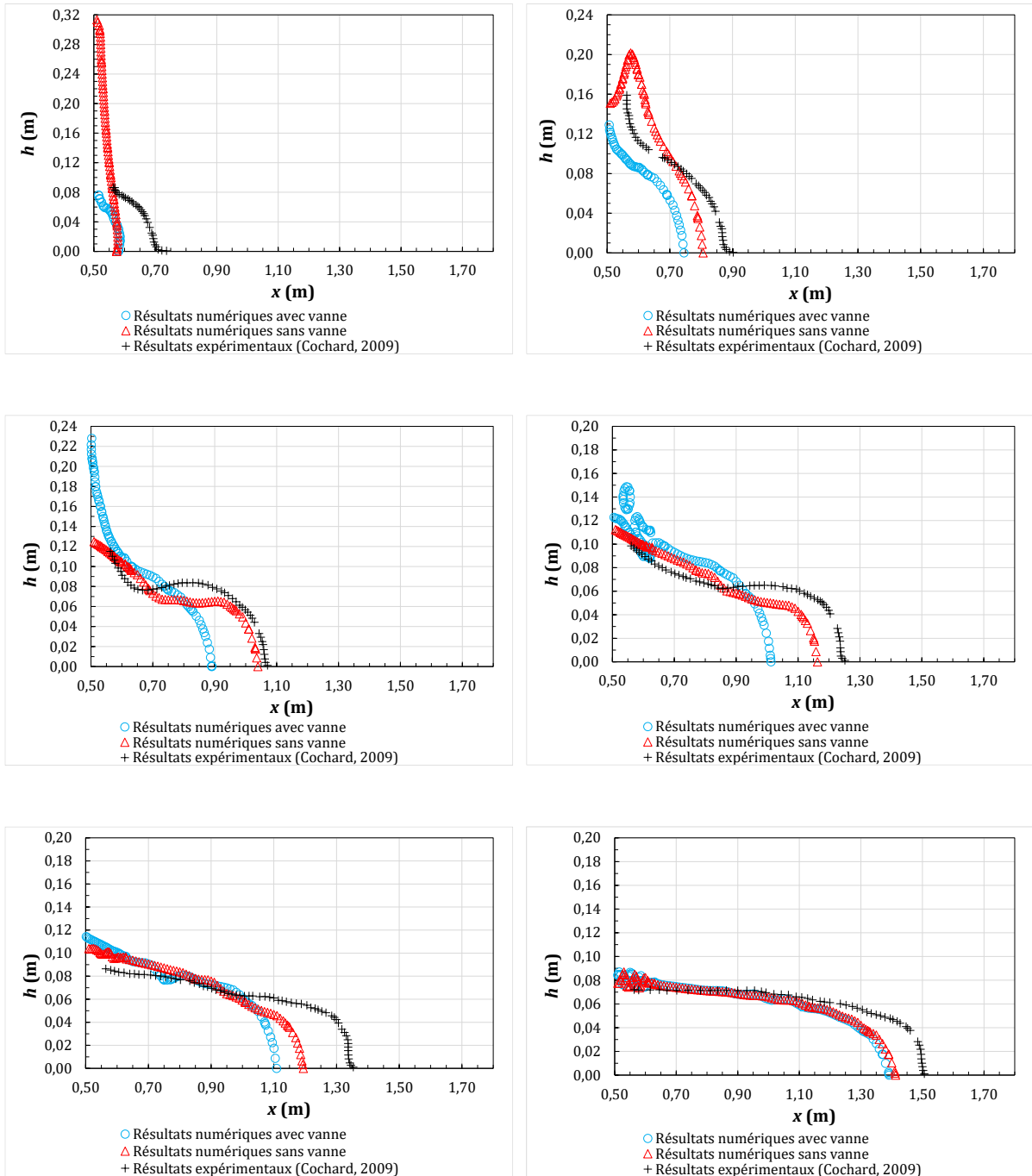


Figure 323 : Sensibilité à la vanne : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s et 10 s (de gauche à droite et de bas en haut).

Annexe 22. Cochard (2009) : sensibilité au nombre de Courant

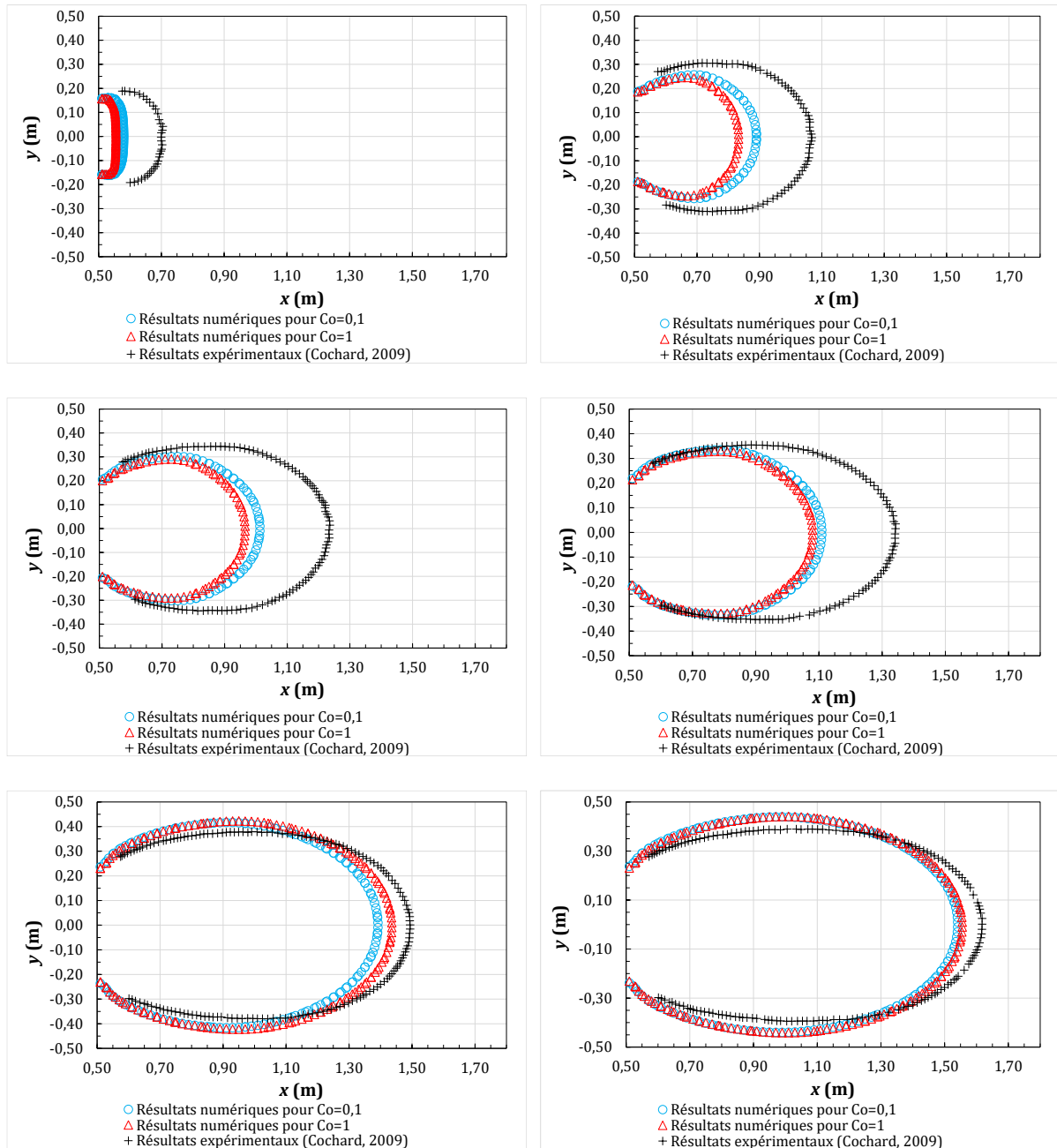


Figure 324 : Sensibilité au nombre de Courant : front d'étalement à $t = 0,2 \text{ s}$, $0,6 \text{ s}$, $0,8 \text{ s}$, 1 s , 10 s et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).

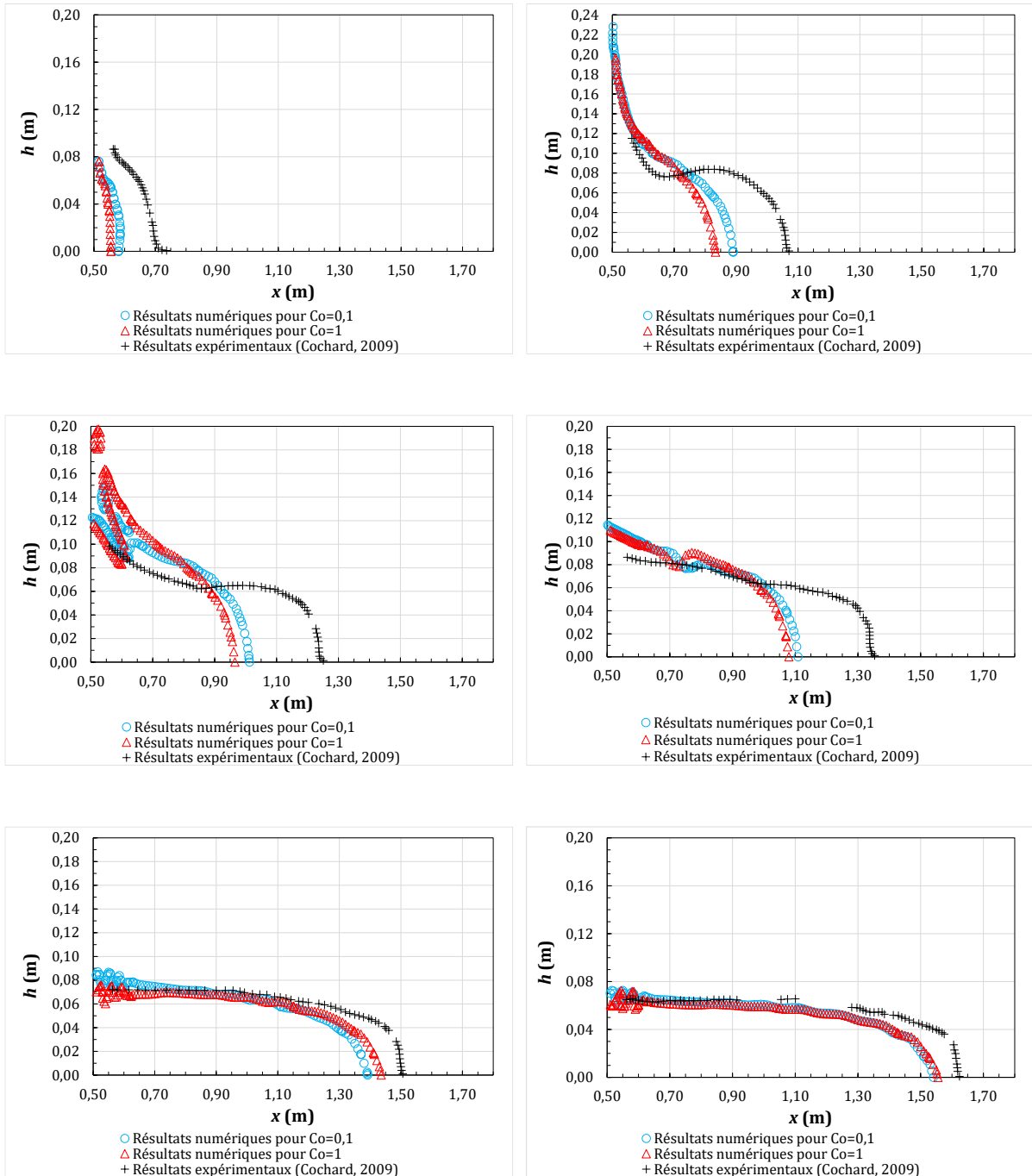


Figure 325 : Sensibilité au nombre de Courant : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s, 10 s et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).

Annexe 23. Cochard (2009) : sensibilité au pas de temps de démarrage

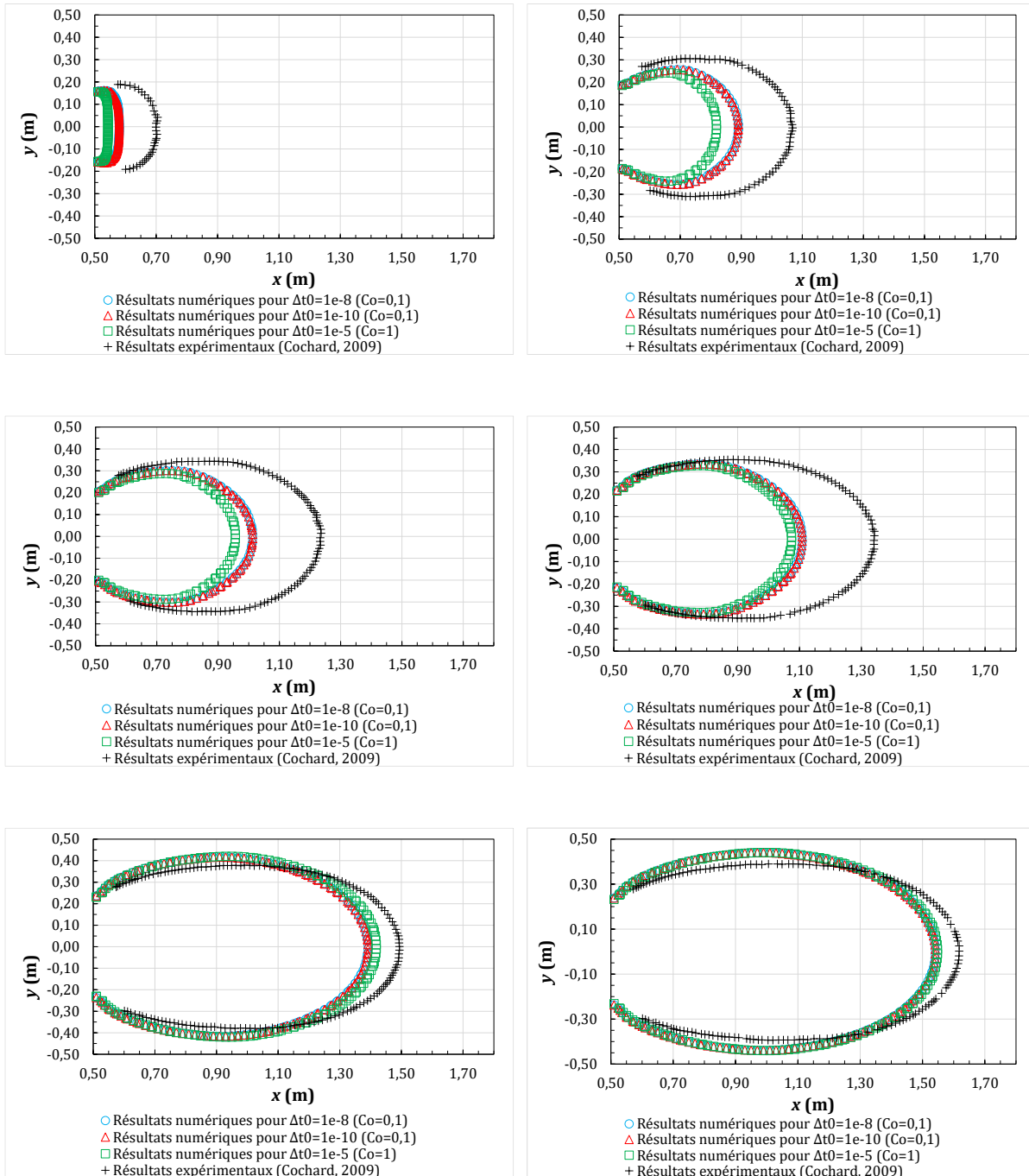


Figure 326 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : front d'étalement à $t = 0,2$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s, 10 s et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).

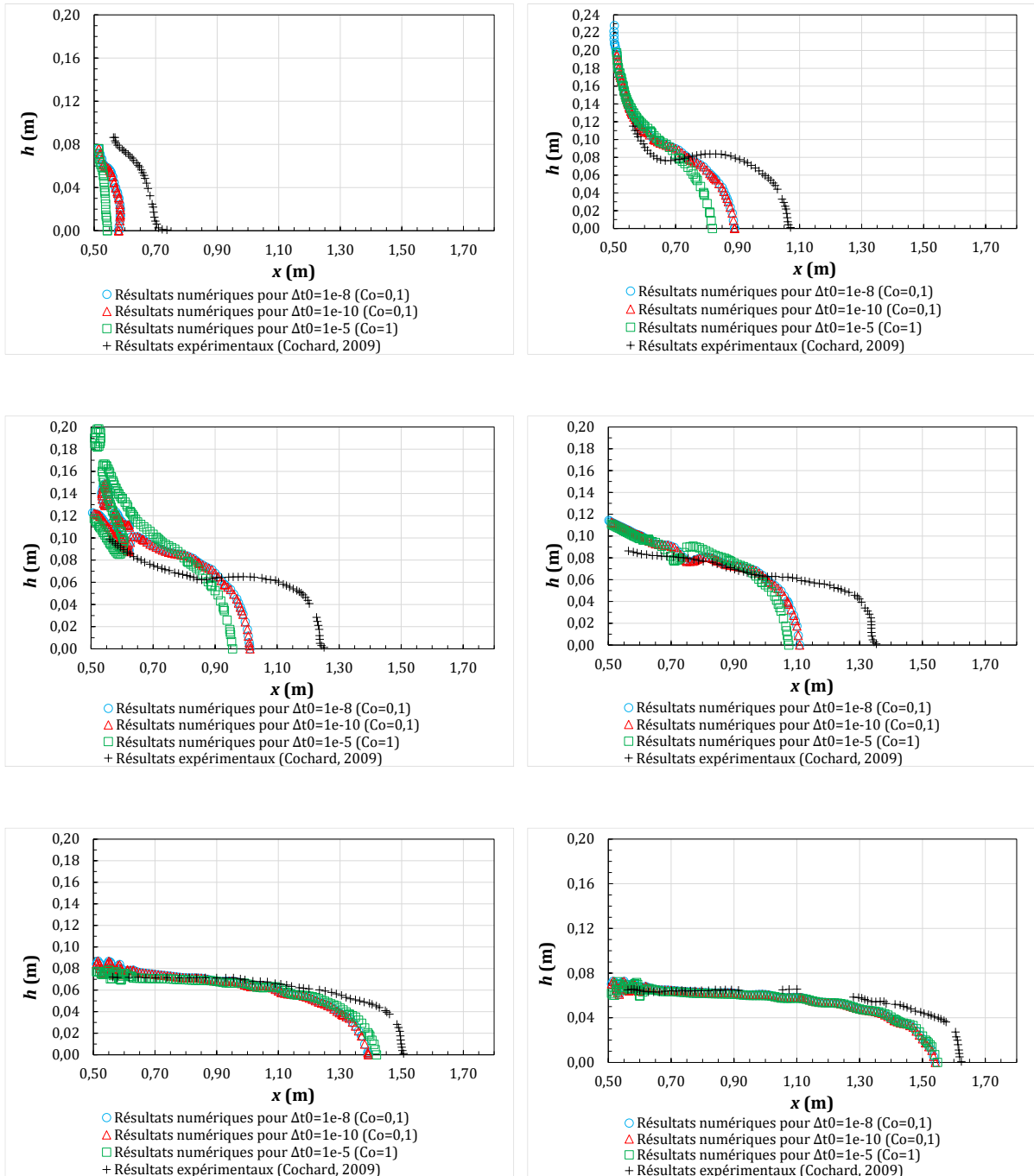


Figure 327 : Sensibilité au pas de temps de démarrage : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, 0,6 s, 0,8 s, 1 s, 10 s et 60 s (de gauche à droite et de bas en haut).

Annexe 24. Cochard (2009) : sensibilité à l'algorithme de résolution

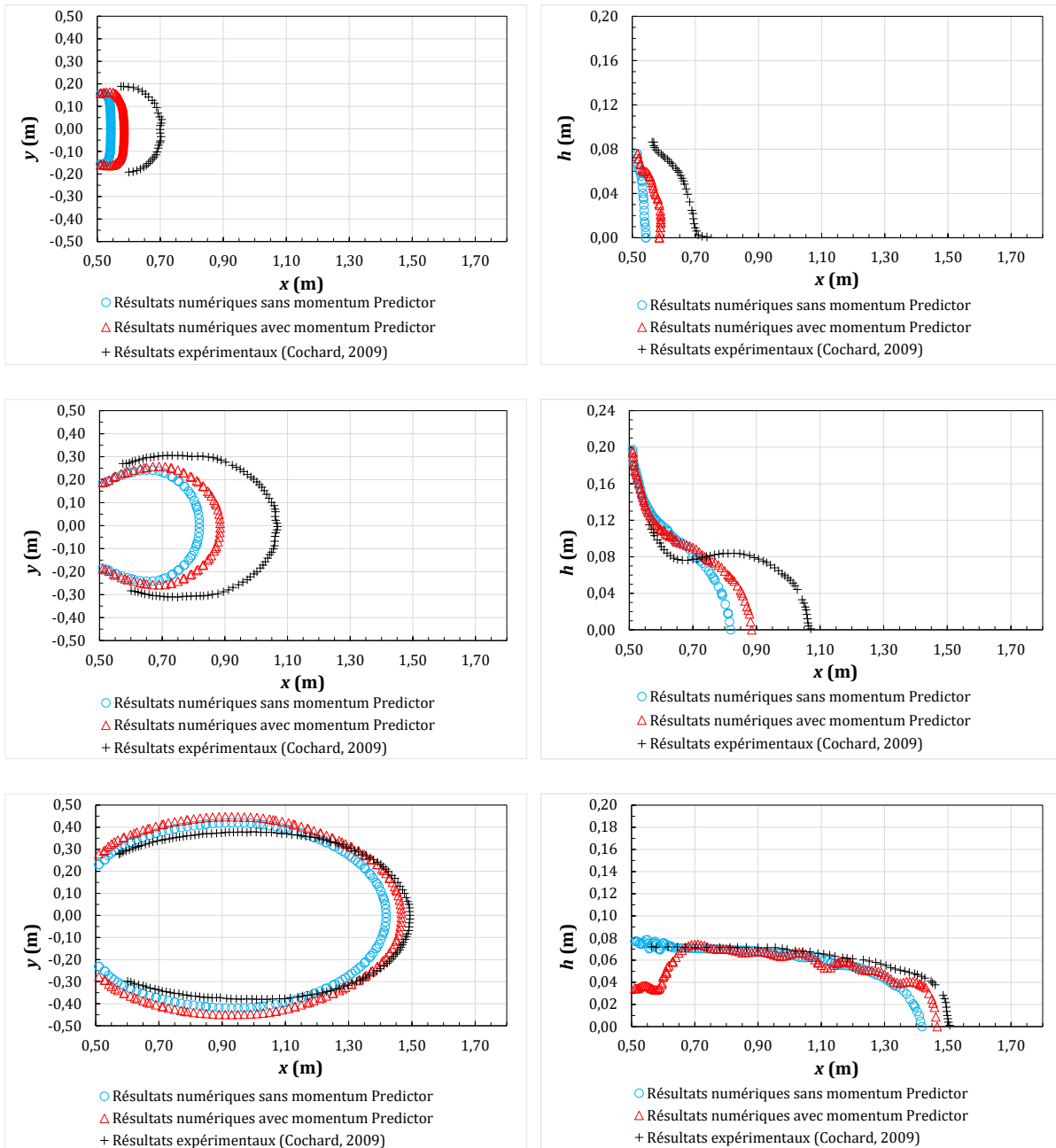


Figure 328 : Sensibilité à l'algorithme de résolution : front d'étalement (images de gauche) et profil d'écoulement (images de droite) à $t = 0,2$ s, $0,6$ s et 10 s (de bas en haut).

Annexe 25. Ancey (2009) : maillage et conditions aux limites liées à la vanne mobile

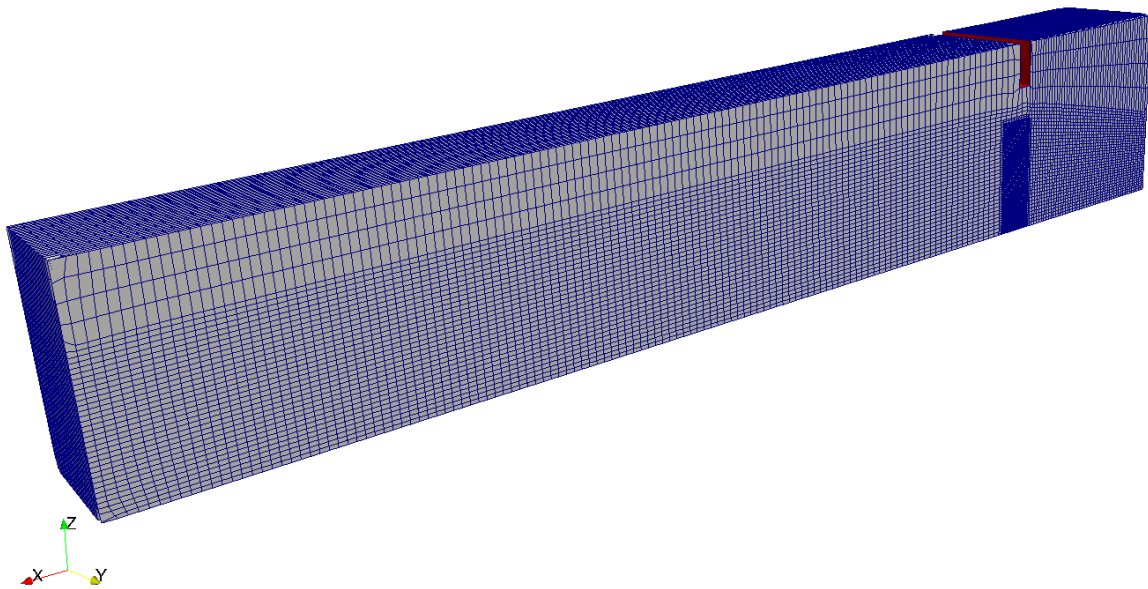


Figure 329 : Représentation du maillage du modèle numérique 3D du canal incliné d'Ancey (Ancey & Cochard, 2009).

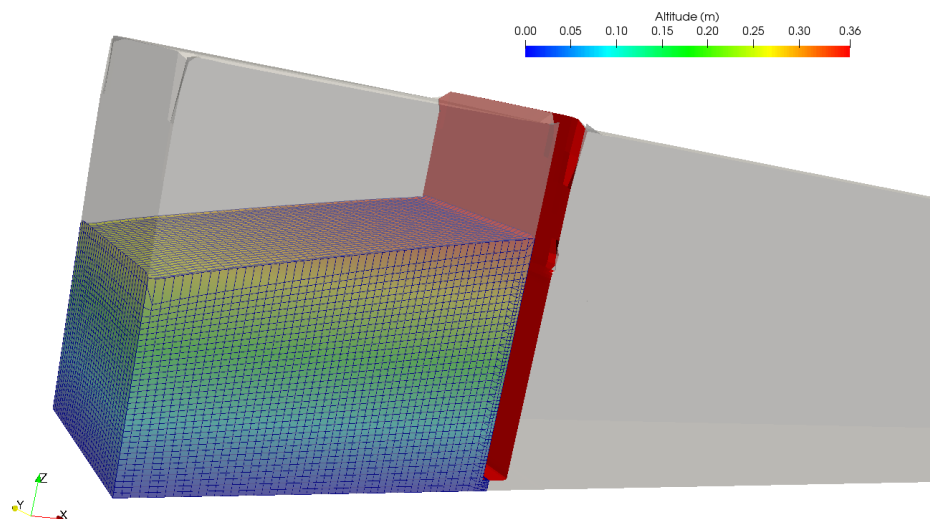


Figure 330 : Remplissage du réservoir amont au début de l'ouverture de la vanne (Ancey & Cochard, 2009).

Annexe 26. Ancey (2009) : résultats numériques

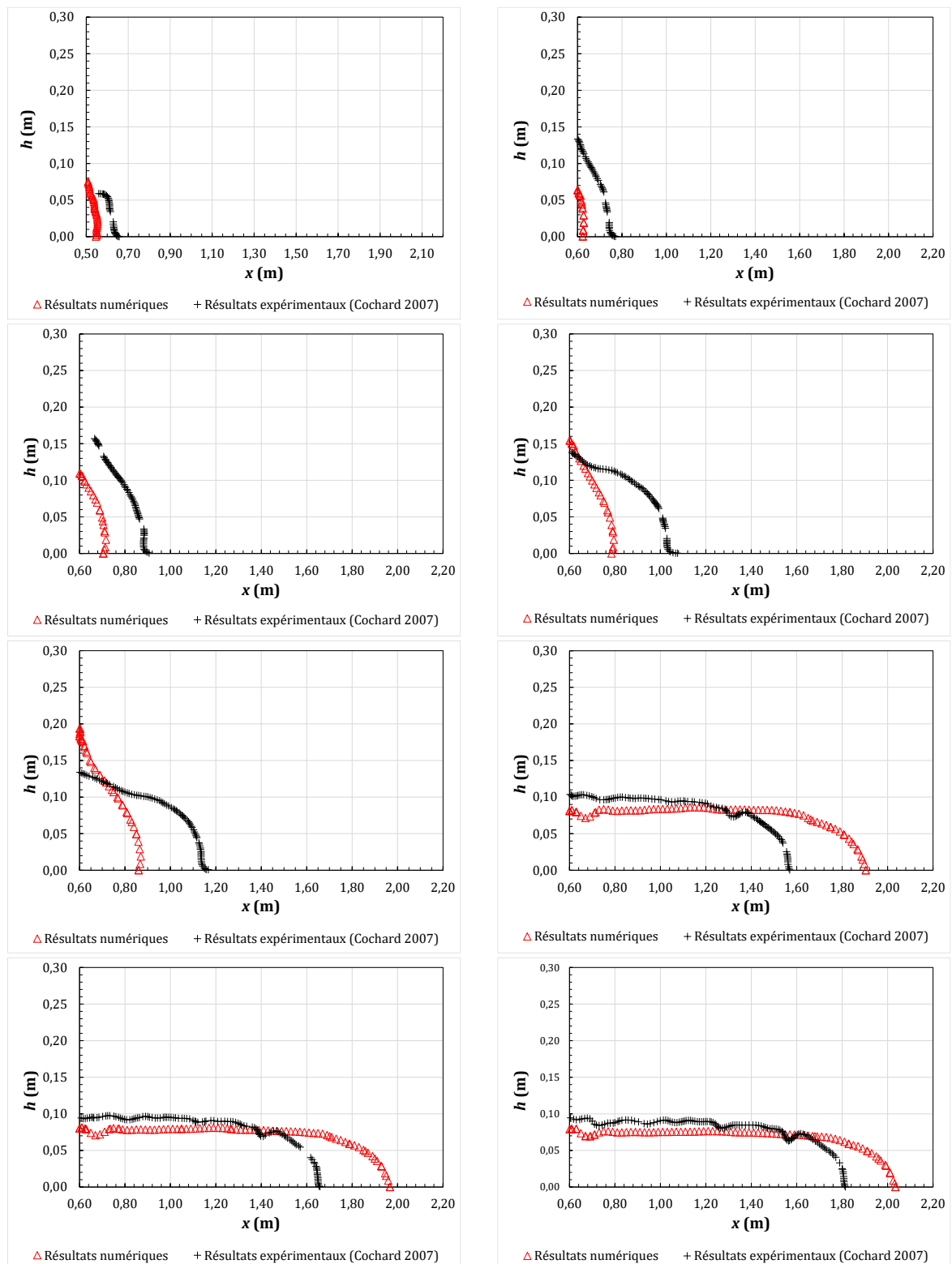


Figure 331 : Comparaison des résultats numériques avec l'expérimental : profil d'écoulement à $t = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, 1 s, 60 s, 120 s et 300 s (de gauche à droite et de bas en haut).

Annexe 27. Réseau hydrographique de la Vaudaine

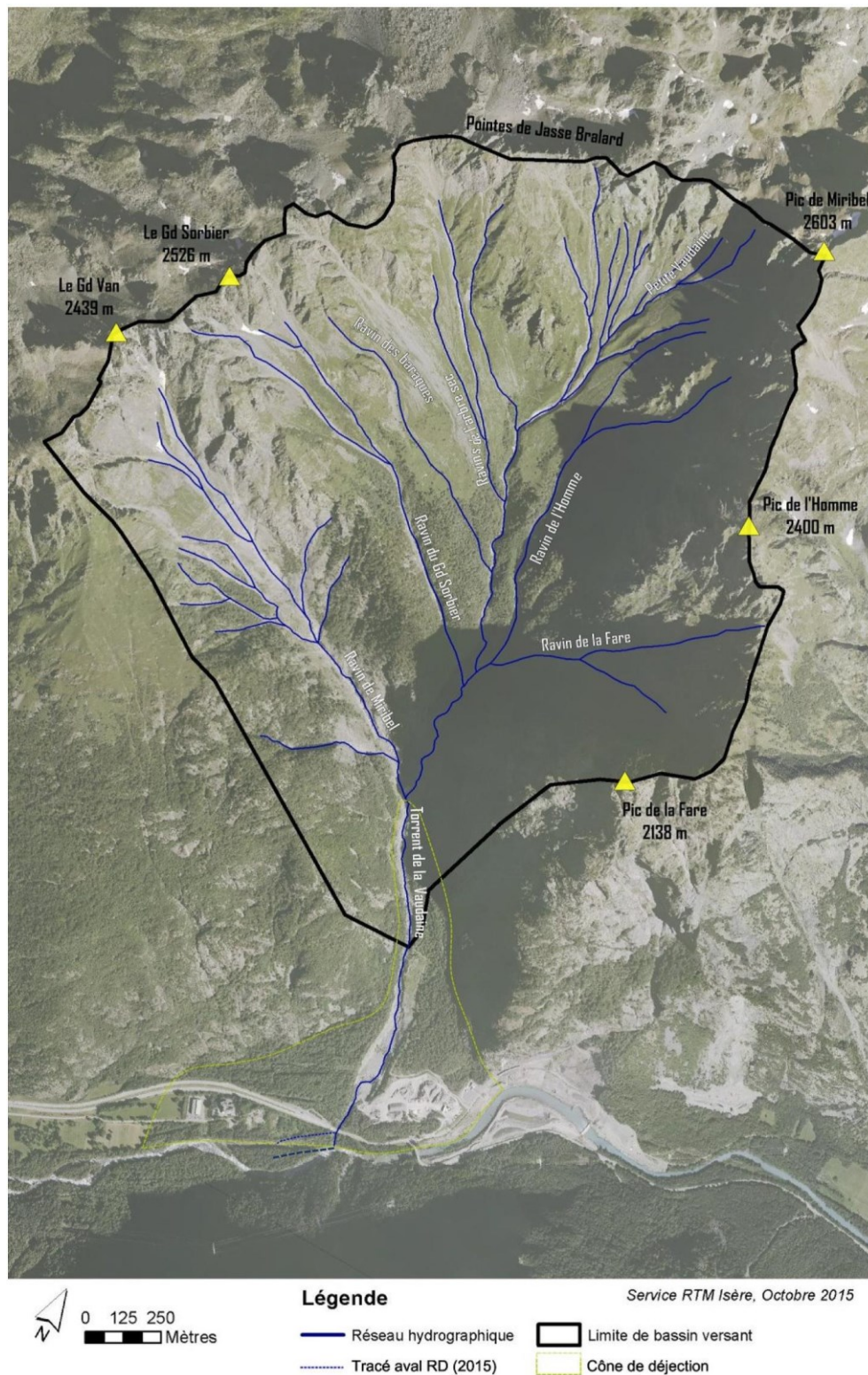


Figure 332 : Réseau hydrographique du bassin versant de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).

Annexe 28. Pont de la RD1091 enjambant le torrent de la Vaudaine



Figure 333 : Pont de la RD 1091 vu depuis l'amont du talweg du torrent de la Vaudaine (Source : RTM 38, ONF).



Figure 334 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'amont (Source : RTM 38, ONF).



Figure 335 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'aval (Source : RTM 38, ONF).



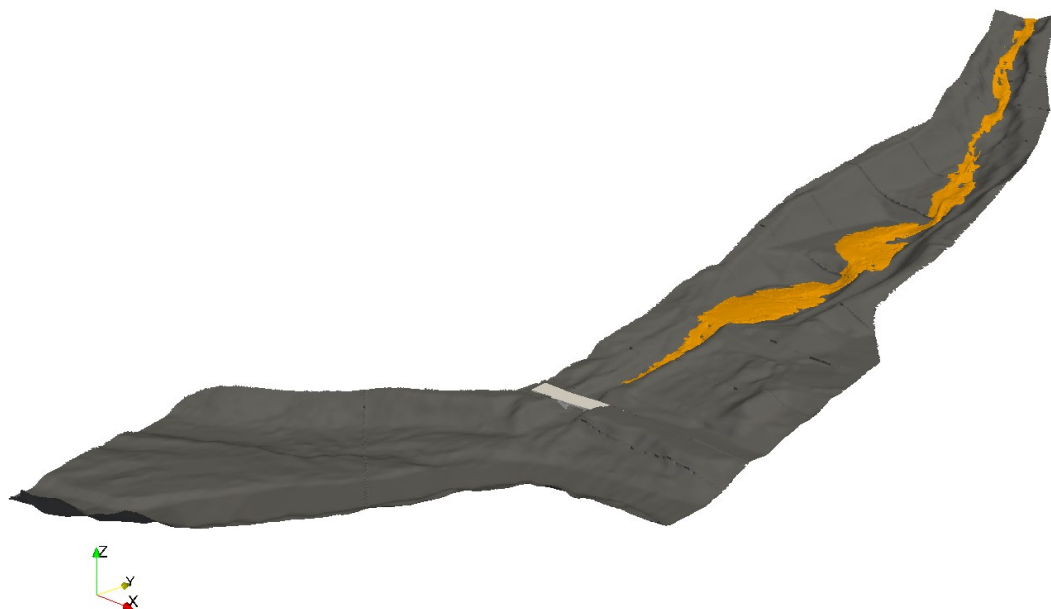
Figure 336 : Passage du torrent de la Vaudaine sous le pont de la RD 1091, vu depuis l'aval (Source : RTM 38, ONF).

Annexe 29. Résultats 3D de la simulation n°1 (maillage fin et $\tau_c = 2\,200\text{ Pa}$)



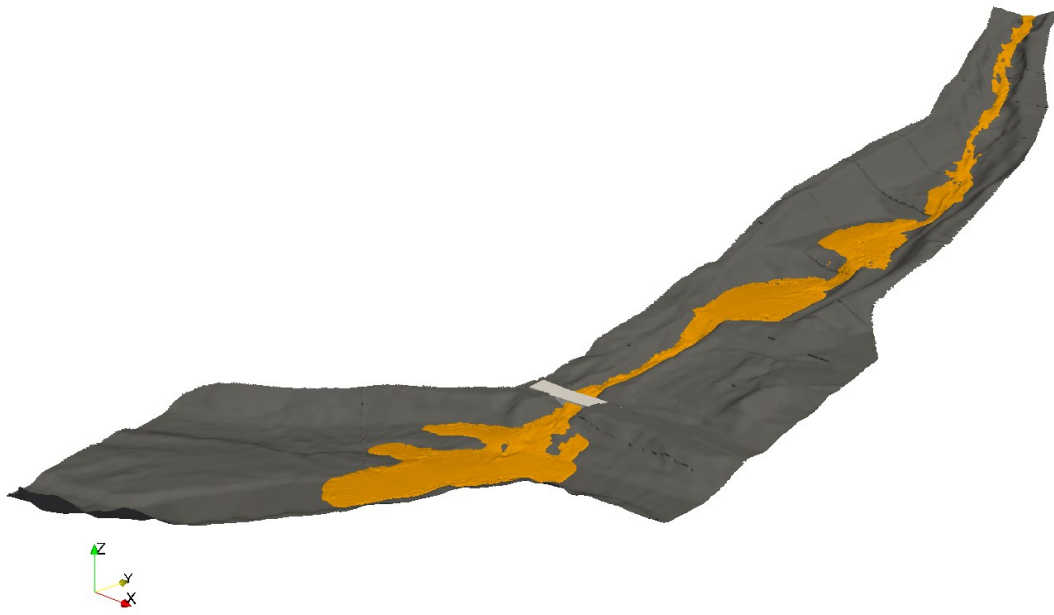
Temps: 40 s

Figure 337 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\text{ s}$.



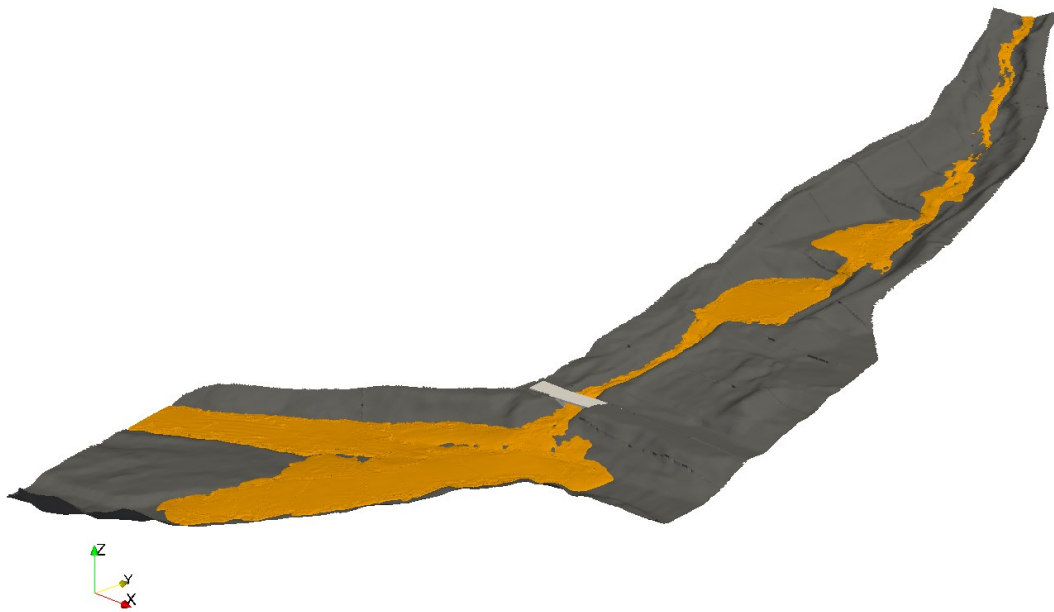
Temps: 100 s

Figure 338 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\text{ s}$.



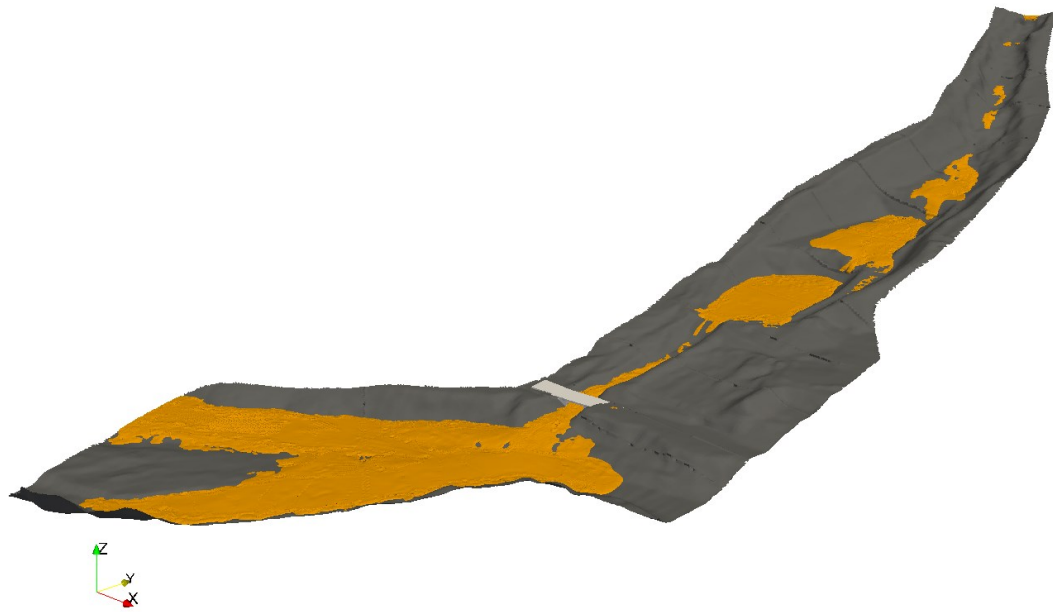
Temps: 252 s

Figure 339 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252$ s.



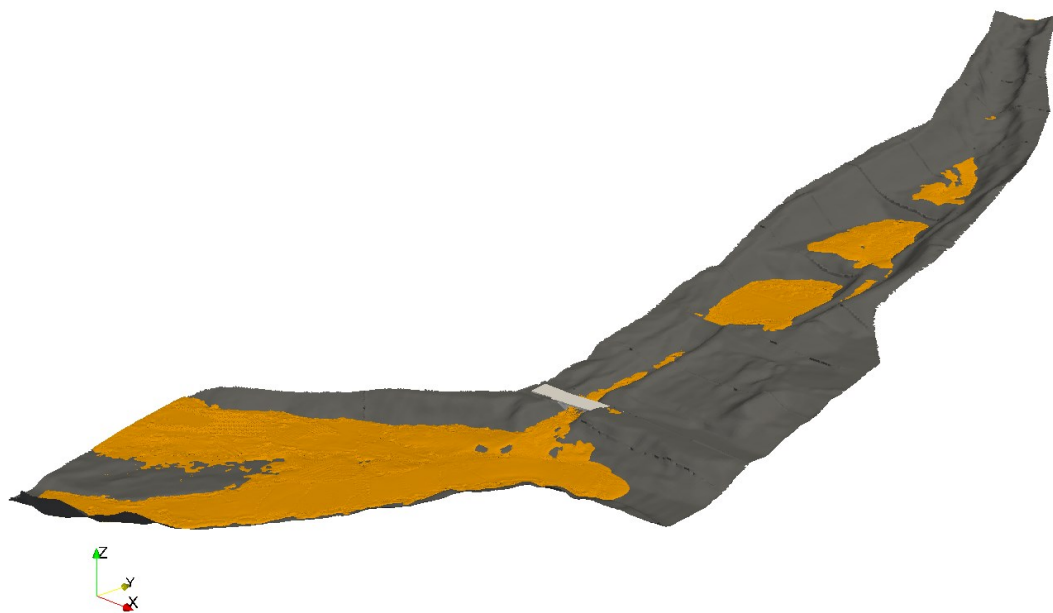
Temps: 624 s

Figure 340 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624$ s.



Temps: 1000 s

Figure 341 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$.



Temps: 1872 s

Figure 342 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 872s$.

Annexe 30. Résultats 3D de la simulation n°2 (maillage grossier et $\tau_c = 2\,200\text{ Pa}$)



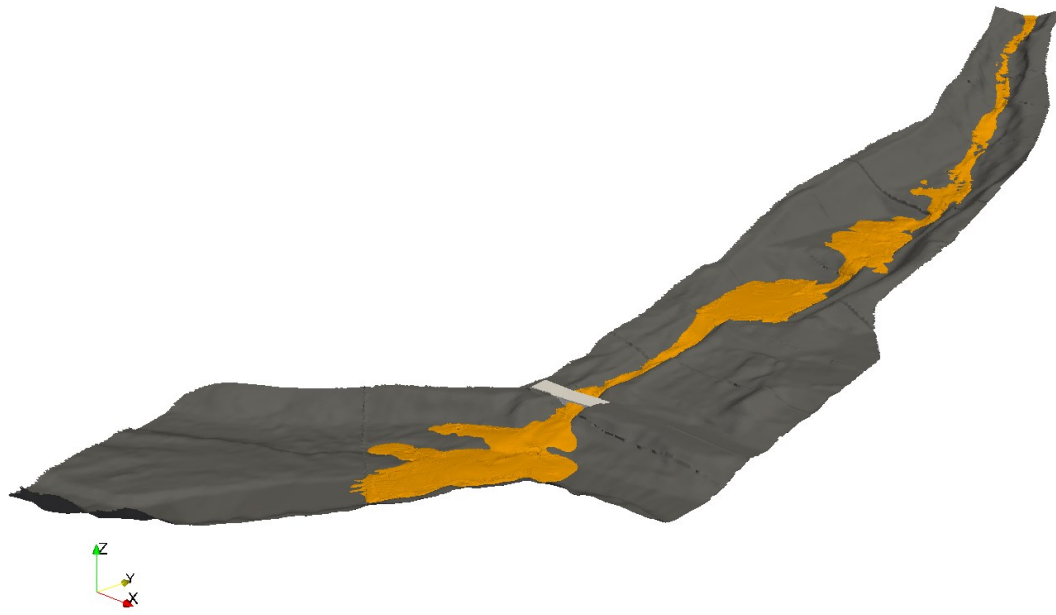
Temps: 40 s

Figure 343 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\text{ s}$.



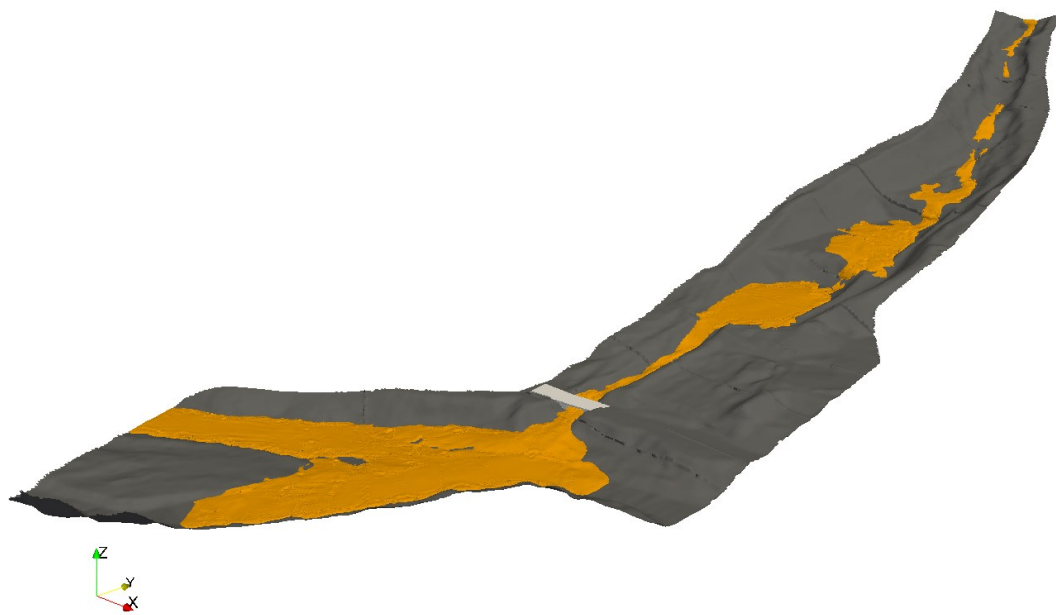
Temps: 100 s

Figure 344 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\text{ s}$.



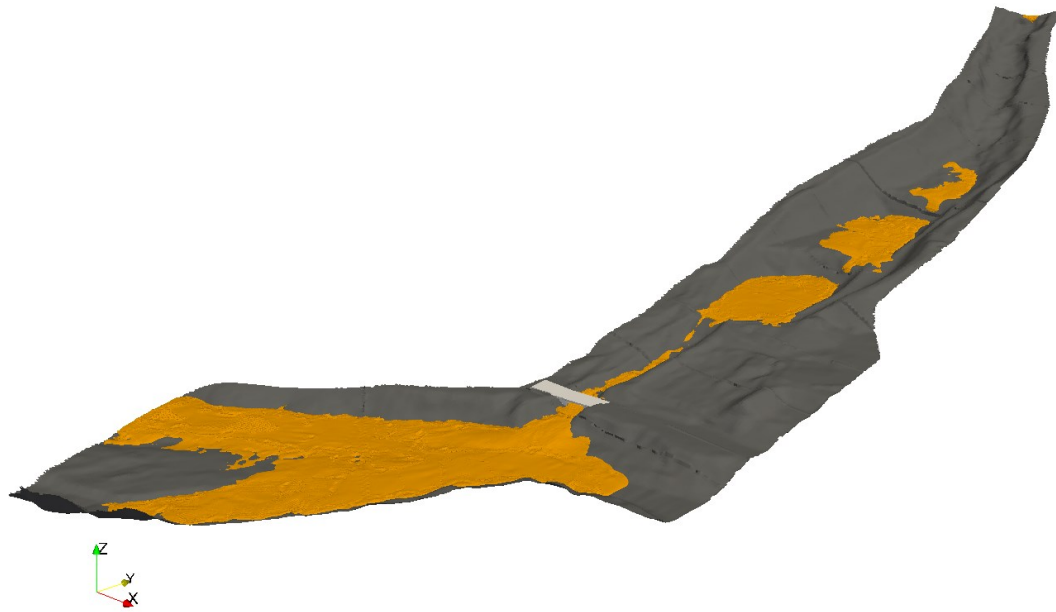
Temps: 252 s

Figure 345 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252$ s.



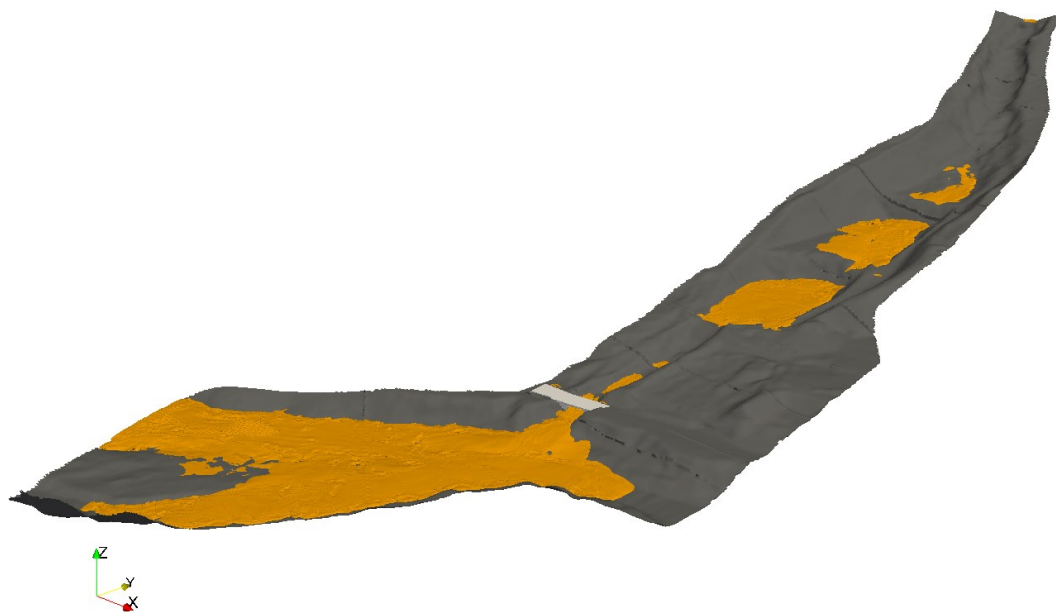
Temps: 624 s

Figure 346 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624$ s.



Temps: 1000 s

Figure 347 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000$ s.



Temps: 1200 s

Figure 348 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 200$ s.

Annexe 31. Résultats 3D de la simulation n°3 (maillage grossier et $\tau_c = 4\,400$ Pa)



Temps: 40 s

Figure 349 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40$ s.



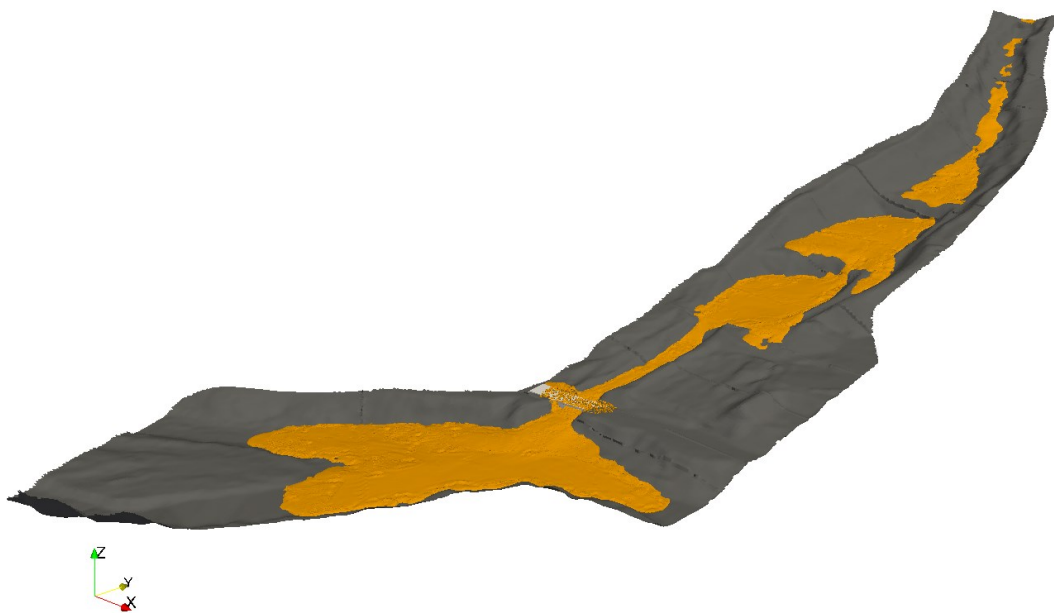
Temps: 252 s

Figure 350 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252$ s.



Temps: 624 s

Figure 351 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624$ s.



Temps: 1500 s

Figure 352 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1500$ s.

Annexe 32. Résultats 3D de la simulation n°4 (maillage grossier et $\tau_c = 6\,600\text{ Pa}$)



Temps: 40 s

Figure 353 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40\text{ s}$.



Temps: 100 s

Figure 354 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100\text{ s}$.



Temps: 252 s

Figure 355 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252$ s.



Temps: 624 s

Figure 356 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624$ s.



Temps: 1000 s

Figure 357 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000$ s.



Temps: 2000 s

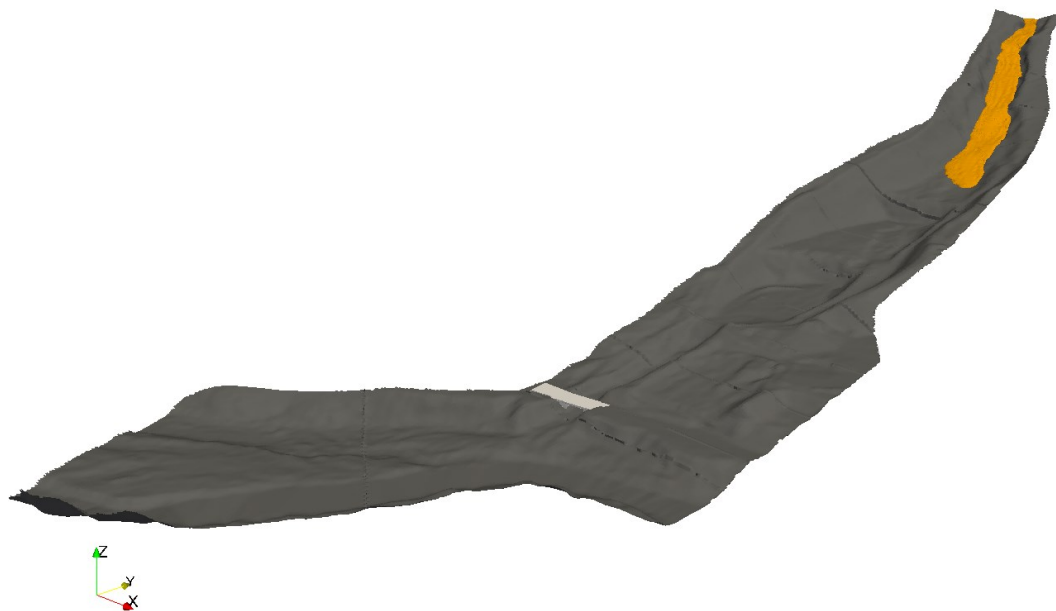
Figure 358 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 2\ 000$ s.

Annexe 33. Résultats 3D de la simulation n°5 (maillage grossier et $\tau_c = 8\,800$ Pa)



Temps: 40 s

Figure 359 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 40$ s.



Temps: 100 s

Figure 360 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 100$ s.



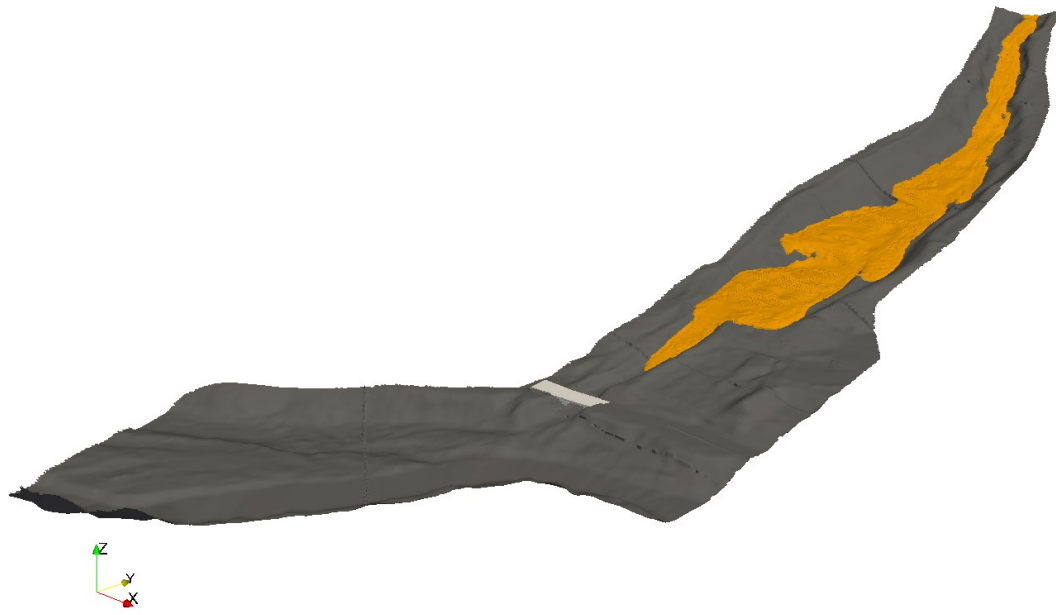
Temps: 252 s

Figure 361 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 252$ s.



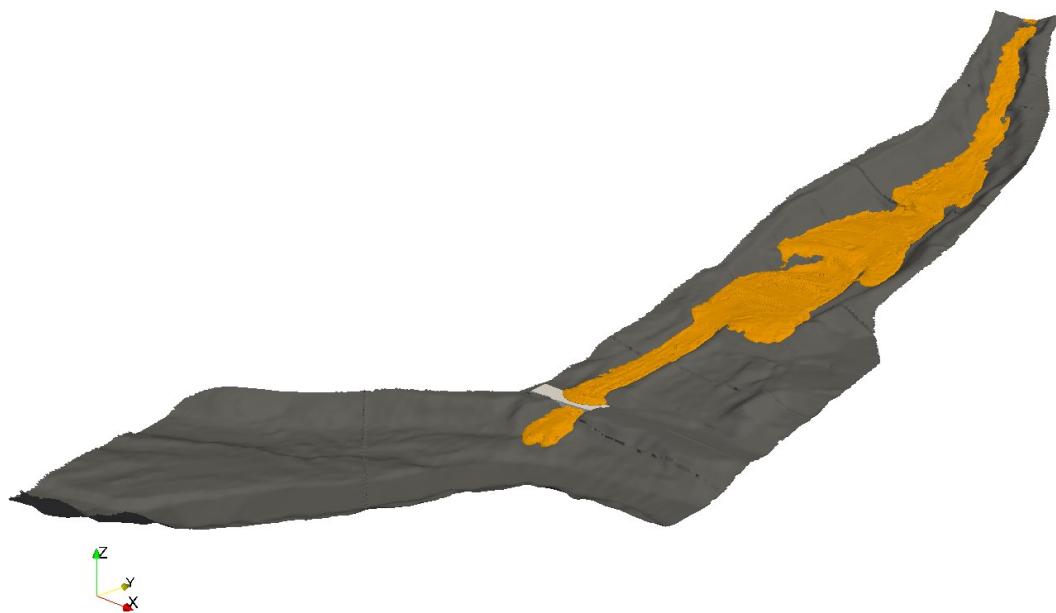
Temps: 624 s

Figure 362 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 624$ s.



Temps: 1000 s

Figure 363 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 000s$.



Temps: 1504 s

Figure 364 : Représentation de la surface libre de l'écoulement de la lave torrentielle : $t = 1\ 504s$.

Annexe 34. Investigation du rayon hydraulique pour des écoulements canalisés

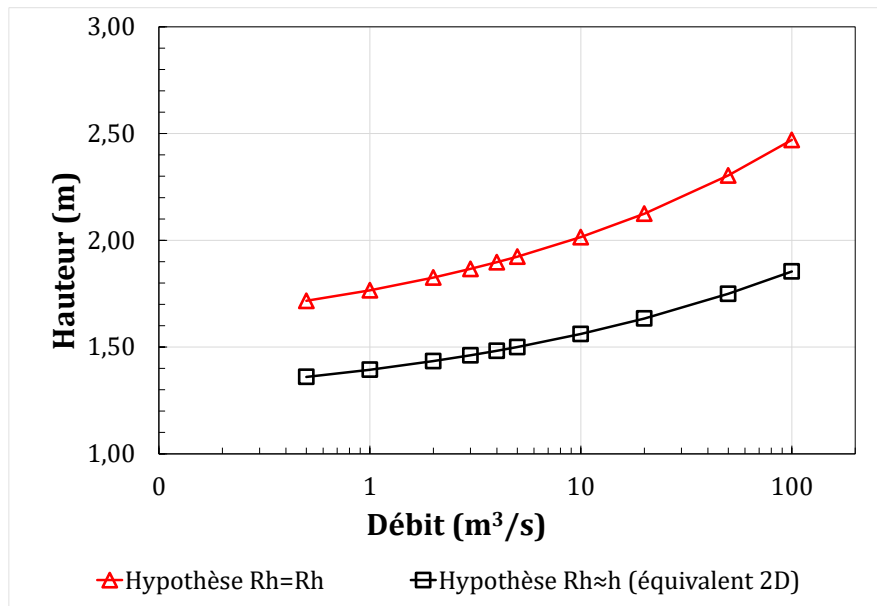


Figure 365 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_1, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Cousot (Cousot, 1994).

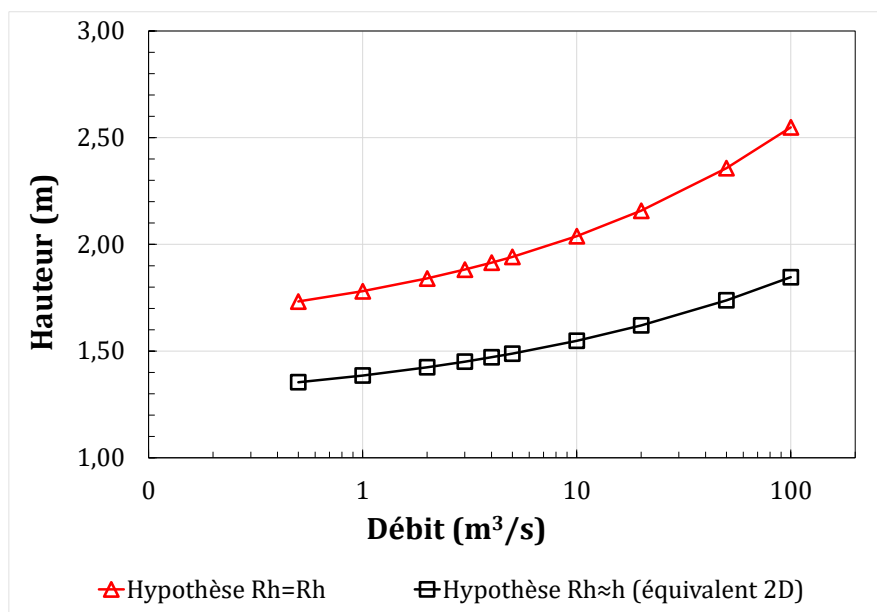


Figure 366 : Evolution de la hauteur normale en fonction du débit, pour la rhéologie Rhéo_1, dans une section rectangulaire de 12 m de large : hauteurs calculées selon l'approche théorique de Burger (Burger *et al.*, 2010).

Modélisation des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens

Résumé

L'objectif de cette thèse est de développer un modèle numérique 3D afin d'étudier le phénomène de laves torrentielles ; écoulements visqueux fortement chargés en matière solide, surgissant en montagne lors d'orages violents. Aujourd'hui, la prévision des zones de vulnérabilité s'appuie sur des outils de calcul 0D, 1D ou 2D. Or ces outils ne peuvent représenter pleinement le comportement à surface libre des écoulements du fait de nombreuses approximations et hypothèses. Ainsi cette thèse met en œuvre un code numérique 3D pour étudier ces écoulements. Ce travail aboutit à la construction d'un modèle 3D à partir de données réelles de terrain. Plusieurs scénarios ont été étudiés et comparés à des résultats issus d'un modèle 2D. Les résultats mettent en évidence les apports non négligeables de la modélisation 3D : zones d'étalement et de dépôt, phénomènes d'encombrement, modélisation fine des écoulements dans les zones chenalées. Préalablement, le modèle 3D a été validé en comparant les résultats numériques à des données expérimentales issues de la littérature, pour des typologies d'écoulement représentatives de celles observées sur des sites grandeur nature.

Mots clés : Lave torrentielles, Modèle numérique, Mécanique des fluides numériques, Fluide non-newtonien, Fluide à seuil, Ecoulement à surface libre, Outil de prévision.

Résumé en anglais

The objective of this thesis is to develop a 3D numerical model to assess debris flow. These viscous flows, heavily loaded with solid matter, form when heavy rain occurs in mountains. Today, forecasts of potentially impacted areas are based on 0D, 1D and 2D numerical tools. However, these tools cannot fully represent the free surface behaviour of debris flows due to the approximations and assumptions on which they are based. Thus, this work utilises a 3D numerical code to study this phenomenon. A specific model is built with real field data. Several flow scenarios are studied and compared with a 2D numerical model. The results highlight the significant benefits of a 3D approach by providing information on the fine representation of flow dynamics over the catchment area. The model also predicts the impact of debris flow (overflowing on a road bridge) and the zones of deposition and spreading. It highlights possible congestion phenomena and reproduces flows in the channels by fully accounting for parietal friction, capabilities not provided by 2D models. Prior to this application, the 3D model was evaluated with five sets of experimental data to validate its ability to represent viscoplastic flows. Different types of flows are studied and are representative of those observed on real sites when debris flow occur.

Keywords: Debris flow; Numerical model; Computational Fluid Dynamics; Non-Newtonian fluids; Yield stress fluids; Free surface flow; Prediction tool.